Nº D'ORDRE
461

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES

DE L'UNIVERSITÉ DE STRASBOURG

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Jean-Pierre CHEVALLIER

1ère THÈSE - *Étude de niveaux excités de la configuration $(f7/2)^2$ du ^{48}Sc au moyen de la réaction ^{48}Ca (p,n) ^{48}Sc.*

2ème THÈSE - *Excitation Coulombienne.*

Soutenues le 8 Mai 1968 devant la Commission d'examen

MM. S.	GORODETZKY	*Président*
G.	MONSONEGO	*Examinateurs*
A.	KNIPPER	
A.	SARAZIN	

N° D'ORDRE
461

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES

DE L'UNIVERSITÉ DE STRASBOURG

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Jean-Pierre CHEVALLIER

1ère THÈSE - *Étude de niveaux excités de la configuration $(f7/2)^2$ du ^{48}Sc au moyen de la réaction ^{48}Ca (p,n) ^{48}Sc.*

2ème THÈSE - *Excitation Coulombienne.*

Soutenues le 8 Mai 1968 devant la Commission d'examen

MM.	S.	GORODETZKY	*Président*
	G.	MONSONEGO	*Examinateurs*
	A.	KNIPPER	
	A.	SARAZIN	

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

ETUDE DES NIVEAUX EXCITES DE LA CONFIGURATION $(f_{7/2})^2$ DU ^{48}Sc AU MOYEN DE LA REACTION $^{48}Ca\ (p, n)\ ^{48}Sc$

par Jean-Pierre CHEVALLIER

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41552704_0015

FACULTE DES SCIENCES DE L'UNIVERSITE DE STRASBOURG

Doyen : Professeur J.H. VIVIEN

Doyens Honoraires : A. KIRRMANN, P. LACROUTE, H.J. MARESQUELLE, G. MILLOT

Professeurs Honoraires : P. DE BEAUCHAMP, L. BOISSELET, H. CARTAN, G. CERF, C. CHABAUTY, A. CHRETIEN, J. DENY, Ch. EHRESMANN, M. FRECHET, Mle S. GILLET, A. HEE, R. HOCART, A. KIRRMANN, G. LEMEE, P. L'HERITIER, A. LICHNEROWICZ, L. NEEL, Ch. SADRON, E. TERROINE, R. THIRY, H. VILLAT, H. WEISS, Et. WOLFF, J. YVON.

Maître de Conférences Honoraire : R. WEIL

Professeurs :

H.J. MARESQUELLE	T.	Biologie végétale
A. ROUSSEL	T.	Calcul différentiel et intégral et théorie des fonctions
H. FORESTIER	T.	Chimie générale
J. ROTHE	T.	Physique du Globe
P. LACROUTE	T.	Astronomie
J.H. VIVIEN	T.	Zoologie et Embryologie expérimentale
A. MAILLARD	T.	Physicochimie du Pétrole
S. GORODETZKY	T.	Physique générale et Physique Nucléaire
L. SACKMANN	T.	Mécanique des Fluides
J. BYE.....................	T.	Chimie Physique
R. LOMBARD	T.	Chimie Organique
Melle M. PEREY	T.	Chimie Nucléaire
S. GOLDSZTAUB	T.	Minéralogie et Pétrographie
P. JOLY	T.	Biologie générale
H. BENOIT	T.	Physicochimie macromoléculaire
P. CUER	T.	Physique générale et physique corpusculaire
G. MILLOT	T.	Géologie et Paléontologie
R. LECOLAZET	T.T.P.	Physique du Globe
H. SAUCIER	T.T.P.	Minéralogie
R. ROHMER	T.	Chimie Minérale
Mle A. GAGNIEU............	T.T.P.	Botanique
S. NIKITINE	T.	Physique Générale

F.STUTINSKY	T.	Physiologie générale
B.WURTZ	T.T.P.	Chimie Biologique
J.BRENET	T.	Electrochimie
G.OURISSON	T.T.P.	Chimie
A.COCHE	T.T.P.	Physique Nucléaire
R.CERF	T.	Physique Générale
J.FRENKEL	T.T.P.	Mathématiques
P.TAGLANG	T.	Physique
J.P.LONCHAMP	T.T.P.	Physique
A.DELUZARCHE	T.T.P.	Chimie
J.B.DONNET	T.T.P.	Chimie Physique
R.ARMBRUSTER	T.T.P.	Physique
A.ROCHE	T.T.P.	Physique du Globe
L.HIRTH	T.	Microbiologie
A.SIGOT	P.S.C.	Zoologie
J.COGNE	T.T.P.	Géologie
A.FUCHS	T.	Mécanique Rationnelle
A.GALLMANN	T.T.P.	Physique
P.MIAHLE	T.T.P.	Physiologie animale
J.P.EBEL	T.	Chimie biologique
J.PARROD	T.T.P.	Chimie
R.WEY	T.T.P.	Chimie
Mme D.MAGNAC	T.T.P.	Physique
M.DAUNE	P.S.C.	Physique
J.P.ADLOFF	T.T.P.	Chimie Nucléaire
D.BERNARD	T.T.P.	Méthodes mathématiques de la physique
M.ZISMAN	T.T.P.	Mathématiques
E.DANIEL	T.	Physique expérimentale
P.CHEVALLIER	T.	Physique
J.GREMILLARD	T.T.P.	Mécanique des Fluides
P.CARTIER	T.	Mathématiques
G.REEB	T.	Topologie
F.NORGUET	T.	Analyse supérieure
R.CHAUVIN	T.	Psychophysiologie
J.WUCHER	P.S.C.	Physique
Mme M.BRINI	P.S.C.	Chimie
G.PERNY	P.S.C.	Physique
R.BARO	P.S.C.	Physique
H.DURANTON	P.S.C.	Botanique
R.WEISS	T.T.P.	Chimie
P.FEDERLIN	T.T.P.	Chimie
J.LERAY	P.S.C.	Physique
J.P.SCHWING..............	P.S.C.	Chimie
M.SIESKIND	P.S.C.	Physique
G.MONSONEGO	T.	Physique Théorique
P.GABRIEL	T.T.P.	Mathématiques

C.WIPPLER	T.	Physicochimie des Hauts Polymères Industriels
P.A.MEYER	T.T.P.	Mathématiques
G.WEILL....................	P.S.C.	Physique
J.M.BLOCH	T.	Chimie
A.CLAUSS...................	P.S.C.	Chimie
E. FOLLENIUS	P.S.C.	Zoologie
J.LUCAS	P.S.C.	Géologie
G.GLAESER	T.	Mathématiques
J.J.THIEBOLD	P.S.C.	Biologie Animale

Professeurs Associés :

S.R. de GROOT .... Physique
R.MARCHESSAULT .... Physicochimie macromoléculaire
G.LUMER .... Mathématiques
R.MORIARTY .... Chimie organique
J.AUSLANDER .... Physique Corpusculaire

Maîtres de Conférences :

H.DANAN .... Physique
Mme WINTER Ch. .... Physique
J.P.EBERHART .... Minéralogie
Mme D. CAGNIANT .... Chimie
X.FERNIQUE .... Mathématiques
J.STREITH .... Chimie
J.H.WEIL .... Chimie Biologique
F.GAUTIER .... Physique propédeutique
G.SUTTER .... Physique électronique
D.FOATA .... Mathématiques
J.L.VERDIER .... Mathématiques
J.M.LEHN .... Chimie
Cl.ROBERT .... Physique
Mr.LACROUTE .... Biologie végétale
M.GOUNOT .... Botanique
J.PRADINES .... Mathématiques
A.GIRARDIE .... Biologie animale
F.BECKER .... Physique mathématique
J.DEHAND .... Chimie minérale
Cl.GODBILLON .... Mathématiques
M.KAROUBI .... Mathématiques
A.MIGNOT .... Mathématiques appliquées

Maîtres de conférences associés :

V.AVANISSIAN .... Mathématiques

Secrétaire : G.SAINT-PE

A Monsieur le Professeur S. GORODETZKY

Directeur de l'Institut de Recherches Nucléaires de

Strasbourg

Hommage de profonde gratitude

A LA MEMOIRE DE MON PERE

A MA MERE

A MA FEMME

CHAPITRE I

APPLICATION DU MODELE EN COUCHES

AUX NOYAUX LEGERS

1 - 1 INTRODUCTION

L'un des principaux buts de la physique nucléaire est l'étude et la compréhension de la structure du noyau. Mathématiquement, chaque état dans lequel peut exister un noyau est décrit par une fonction d'onde, solution de l'équation de Schrödinger du noyau. Il existe deux sortes de difficultés. La première est d'origine mathématique et se rencontre pour tous les problèmes physiques à n corps. Il est, en effet, impossible, si n est supérieur à 2, de résoudre exactement l'équation différentielle. La deuxième est d'origine physique : nous ne savons pas encore décrire les forces nucléaires au moyen d'un potentiel exact. C'est pour surmonter cet ensemble de difficultés que l'on raisonne à l'aide de "modèles".

Différents modèles ont ainsi été construits, en tenant compte des principales caractéristiques des noyaux. On considère un modèle valable s'il permet un grand nombre de prédictions qui se confirment expérimentalement. Cependant, aucun des modèles imaginés ne donne une description de l'ensemble des propriétés du noyau, tout au moins jusqu'à ces dernières années où l'on a apporté de nombreux raffinements au modèle en couches.

Le modèle à "particules indépendantes", première ébauche du modèle en couches actuel, permet de prédire, dans une large mesure, les moments angulaires et les moments magnétiques des noyaux. Dans ce modèle, on suppose que les nucléons sont soumis à un potentiel moyen et à une interaction spin-orbite. Ils se déplacent indépendamment sur des orbites stationnaires et l'on suppose qu'ils se groupent par paires, de telle manière que de nombreux paramètres nucléaires soient uniquement déterminés par le "nucléon célibataire" ; on ne tient compte ni des forces à 2 corps entre nucléons, ni d'un mouvement collectif de plusieurs nucléons.

Il est évident que ceci limite les applications du modèle, qui, par exemple, prévoit des moments quadrupolaires beaucoup trop faibles.

Pour prédire les moments quadrupolaires plus élevés on a introduit un autre modèle, très différent, le "modèle de la goutte liquide", dans lequel on considère que les mouvements des nucléons sont collectifs.

Il est clair que pour donner tous les caractères principaux des noyaux, il faut considérer des modèles plus complexes que ces deux modèles.

Les tentatives actuelles partent du modèle à "particules indépendantes" et tiennent compte d'une interaction résiduelle, considérée comme une perturbation. Cette interaction correspond à ce que l'on n'a pu introduire dans le potentiel moyen. Ceci a l'avantage de lever certaines dégénérescences et introduit, par ailleurs, des mélanges de configurations.

1 - 2 MODELE A PARTICULES INDEPENDANTES

Dans ce modèle, chaque particule est soumise à un potentiel résumant théoriquement toutes les interactions nucléon-nucléon. Chaque nucléon se déplace alors sur une orbite caractérisée par les nombres quantiques n et ℓ si le potentiel de départ est central. La forme du potentiel utilisé agit sur l'espacement des niveaux d'énergie mais ne change pas, en général, l'ordre des niveaux, bien que pour certains potentiels quelques niveaux soient dégénérés. La figure (1) montre le cas de l'oscillateur harmonique et du puits carré qui sont des cas extrêmes, un potentiel intermédiaire étant plus proche de la réalité.

D'après le principe d'exclusion de Pauli, on peut mettre dans chaque couche $2(2\ell + 1)$ nucléons de chaque type.

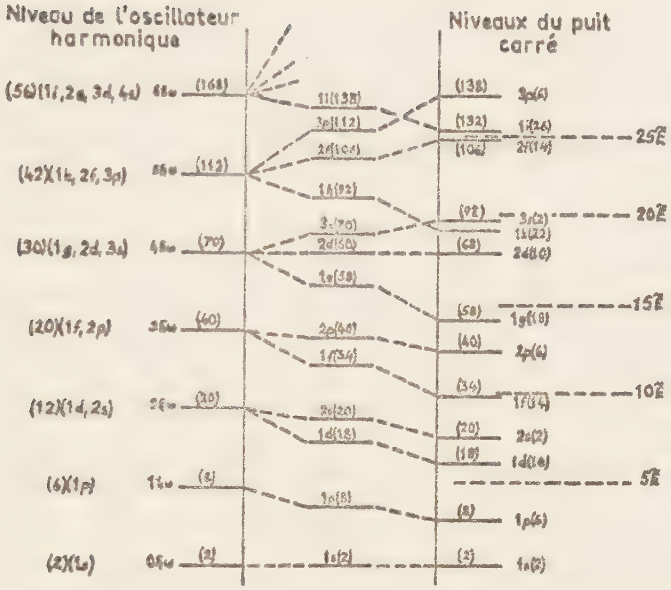


Figure 1:Les niveaux d'un oscillateur harmonique, d'un puit carré et d'un potentiel de forme intermédiaire (Pr62).

Si l'on examine le spectre des niveaux d'énergie, en particulier dans le cas du puits carré, on s'aperçoit que l'on peut grouper ces niveaux par "couches", chaque couche étant nettement séparée. Une couche entièrement remplie doit alors correspondre à une stabilité particulière; c'est ainsi qu'à partir de ce schéma on peut prévoir une suite de nombres magiques. Les nombres ainsi trouvés ne correspondent pas aux données expérimentales. L'introduction d'une interaction spin-orbite a permis de décrire la suite bien connue des nombres magiques 2, 8, 20, 50, 82, 126. Ceci correspond à ajouter pour chaque nucléon, dans l'hamiltonien du noyau, un terme de la forme :

$$V_{\ell s} = - a \, \vec{\ell} . \vec{s}$$

Les vecteurs $\vec{\ell}$ et $\vec{s}$ désignent respectivement le moment angulaire orbital et le spin du nucléon. L'opérateur ℓ^2 commutant avec $\vec{\ell} . \vec{s}$, la

force spin-orbite ne mélange pas les états ayant des ℓ différents. Cependant, cette force lève une dégénérescence. Chaque état (sauf les états $\ell = 0$) est dédoublé, la valeur de $\ell \cdot s$ dépendant du couplage des vecteurs $\vec{\ell}$ et $\vec{s}$.

Pour un ℓ donné, on obtient donc deux nouveaux états caractérisés par le nouveau nombre quantique $j = \ell \pm \frac{1}{2}$, l'état $j = \ell + \frac{1}{2}$ étant plus bas que l'état $j = \ell - \frac{1}{2}$. La figure (2) montre le spectre des niveaux obtenus dans cette hypothèse.

En fait, l'ordre des niveaux à l'intérieur de chaque couche dépend du potentiel choisi. La figure (2) correspond au puits carré dans le cas des neutrons. Pour les protons l'interaction Coulombienne tend à abaisser les niveaux de moment angulaire élevé, ce qui change l'ordre des niveaux pour $Z > 50$.

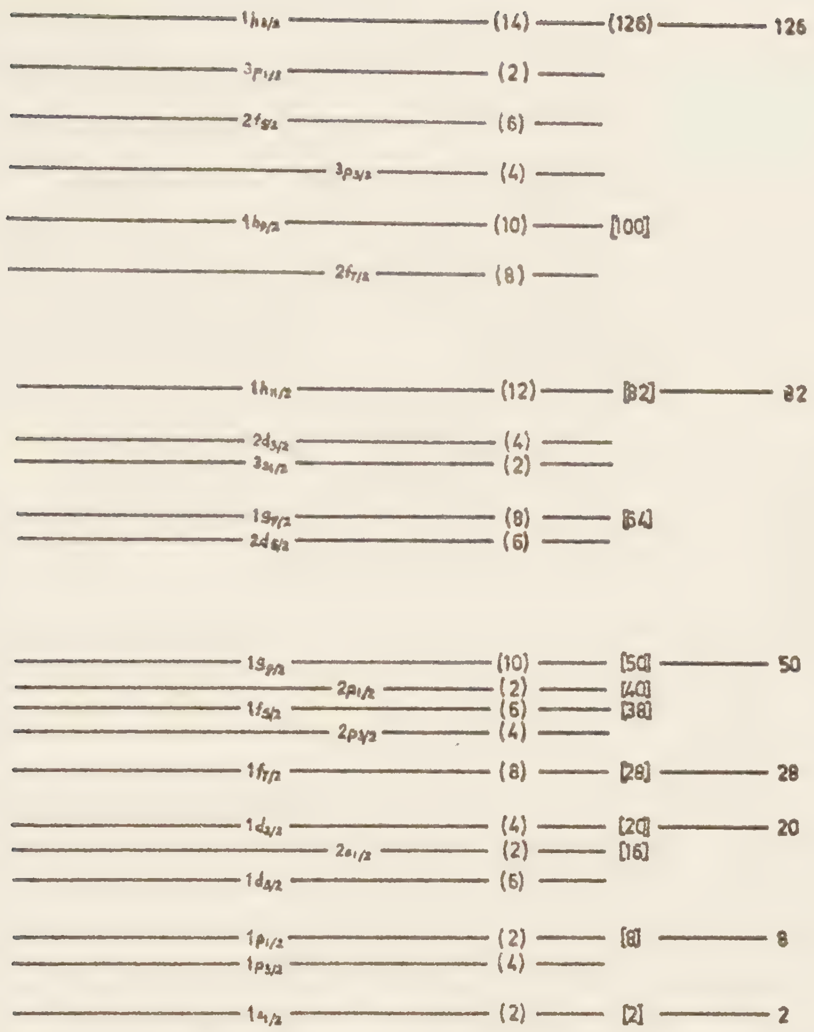


Figure 2 :Le niveau d'énergie des premiers 126 neutrons dans le modèle à "particules indépendantes" (Pr 62). Chaque niveau est repéré en notation spectroscopique et est accompagné du nombre d'occupation.

Dans le cadre du modèle à particules indépendantes on suppose que les nucléons se groupent par paire, de telle manière que les propriétés nucléaires sont uniquement dûes au dernier nucléon impair dit "célibataire". Avec de telles hypothèses, on prédit très correctement le spin et le moment magnétique de presque tous les noyaux dans leur état fondamental, en particulier chaque noyau pair-pair a un spin

nul et chaque noyau de nombre de masse A impair a un spin $J = j$, spin du nucléon célibataire.

Cette dernière règle souffre cependant de quelques exceptions dont voici des exemples :

Les noyaux ^{21}Ne et ^{23}Na ont un spin 3/2 et non 5/2 (ils ont respectivement 11 neutrons et 11 protons et ainsi respectivement 3 neutrons et 3 protons dans la couche d 5/2).

Les noyaux ayant un nombre de protons 33, 35, 37 devraient avoir leur nucléon célibataire dans l'état $1f_{5/2}$; certains ont en fait un spin 3/2.

Cette dernière exception peut être comprise par l'introduction d'une force "d'appariement", force qui est d'autant plus grande que j est élevé.

I - 3 INTERACTION RESIDUELLE.

L'introduction d'une force d'appariement, en outre, montre qu'il est nécessaire de modifier les hypothèses des particules indépendantes par l'introduction d'une interaction dite "résiduelle". Ceci revient à ajouter dans l'hamiltonien du noyau un terme de la forme :

$$\sum_{ij} v_{ij}$$

et correspond en fait à la différence entre le potentiel moyen V et la somme de toutes les interactions nucléon-nucléon du noyau $\sum_{ij} v_{ij}$.

Au même titre que l'interaction spin-orbite, l'interaction résiduelle est considérée comme une perturbation. Dans le couplage L-S, on suppose l'interaction spin-orbite faible par rapport à l'interaction résiduelle, le couplage j-j correspondant à l'hypothèse inverse. Ce dernier couplage est le plus valable pour les noyaux moyens et lourds et dans la suite, nous travaillerons dans ce cadre.

L'introduction de cette interaction résiduelle, comme toute perturbation, aura pour conséquence, d'une part de déplacer les niveaux et de lever une dégénéréscence, et d'autre part d'introduire des mélanges de configurations. Par ailleurs, l'interaction nucléon-nucléon étant à courte portée, il suffit de considérer l'interaction résiduelle entre nucléons extérieurs aux couches fermées.

Nature de l'interaction résiduelle.

L'interaction v_{ij} entre deux nucléons n'est pas la même que celle entre deux nucléons libres ; sa forme exacte est difficile à déterminer et, dans la plupart des cas, on utilise des formes analytiques souples avec des paramètres ajustables, ce qui simplifie les calculs. Souvent, on utilise une interaction à portée nulle : $\delta\,(r_i - r_j)$.

Cette interaction résiduelle doit cependant, comme l'interaction nucléon-nucléon contenir à priori des termes d'échange. Ces termes ont été introduits pour expliquer certains faits comme la non-existence du deutéron dans un état singulet et la saturation des forces nucléaires. C'est ainsi que, d'une façon générale l'interaction résiduelle doit être de la forme :

$$V = - V_o \left[W(r) + B(r)\, P \;\; + M(r)\, P_r - H(r)\, P_\tau \right]$$

W(r) est appelé potentiel de Wigner et n'a aucun caractère d'échange. $B(r)\,P_\sigma$ est appelé potentiel de Bartlett et échange les spins des deux nucléons. L'opérateur P est de la forme $\frac{1}{2}(1 + \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2)$ et ses valeurs propres sont respectivement +1 et -1 dans les états triplet et singulet. $M(r)\,P_r$ est appelé potentiel de Majorana et correspond à l'échange de la position des nucléons. L'opérateur P_r a comme valeur propre $(-1)^\ell$. Le potentiel de Heisenberg, $-H\,(r)\,P_\tau$, échange à la fois le spin et la position des particules, c'est-à-dire le spin isobarique des nucléons.

En effet, la fonction d'onde de deux nucléons devant être totalement antisymétrique par rapport à l'échange de ces deux nucléons on doit avoir :

$$P_\sigma \cdot P_\tau \cdot P_r = -1$$

L'opérateur P_τ est de la forme $\frac{1}{2}(1 + \vec{\tau}_1 \vec{\tau}_2)$ et ses valeurs propres sont respectivement +1 et -1 dans les états T = 1 et T = 0. Par exemple, P_τ n'a aucune action sur un système de deux particules identiques puisque dans ce cas seul l'état T = 1 existe ($T_z = +1$ pour deux protons, $T_z = -1$ pour deux neutrons).

Seniorité.

En l'absence d'interaction résiduelle tous les états construits à partir d'un nombre donné k de nucléons d'une même couche j sont dégénérés en énergie. L'introduction d'une interaction résiduelle lève cette dégénérescence : Les états de moment angulaire $J = \sum \vec{j}$ différent ont alors des énergies différentes ; il faut remarquer cependant, qu'à partir de k nucléons dans une couche j, on peut obtenir plusieurs états de même j. Ces états correspondent à des symétries différentes du système des nucléons. Pour les distinguer, on a introduit un nouveau nombre quantique : la seniorité s (on est parfois obligé d'introduire un autre nombre quantique le spin isobarique réduit). Le nombre s représente le nombre de nucléons qui ne peuvent être couplés à l'un des k-1 autres nucléons suivant une paire J = 0. A ce propos, il est bon de remarquer qu'une telle paire J = 0 a nécessairement le spin isobarique T = 1, en effet des propriétés de Clebsch-Gordan on déduit facilement qu'un état construit à partir de deux nucléons de même état n, j, ℓ est antisymétrique d'espace si J est pair, ou encore symétrique d'espace si J est impair. C'est la raison pour laquelle , dans le

noyau ^{42}Ca (T_z = +1), seuls les états J=0, 2, 4, 6 T = 1 peuvent être construits à partir de la configuration $(f_{7/2})^2$. Alors que dans le ^{42}Sc on peut obtenir à partir de cette même configuration les états J = 0, 2, 4, 6 T = 1 analogues des précédents et les états J = 1, 3, 5, 7 T = 0.

Contribution de l'interaction résiduelle à l'énergie.

Cette contribution ne se calcule exactement que dans le cas d'un potentiel de Wigner pur. Si l'on considère une interaction résiduelle générale, on ne peut calculer sa contribution à l'énergie que si la portée est très faible devant le rayon du noyau et que si toutes les particules de la couche j sont identiques. On obtient :

$$(\sum v_{ij}) = (W + M - H - B)\, V_o (2j+1)\, f_{n\ell} \left[k - \frac{(2j+3-s)}{2(j+1)}\, s \right]$$

où $V_o = 4\pi \int V_o(2) r\, dr$ $\qquad f_n = \frac{1}{4} \int \left[r u_{n\ell}(r) \right]^4 \frac{dr}{4\pi r^2}$

seuls les états singulets de spin intervenant (k désigne le nombre de particules). Or, le facteur (W + M - H - B) V_o est négatif car il décrit également le potentiel d'interaction neutron-proton, dans un état S(T=1), qui est attractif. Ainsi l'état d'énergie le plus bas sera obtenu pour la seniorité la plus basse.

Ce résultat justifie les hypothèses faites sur le spin de l'état fondamental des noyaux pair-pair (s = 0 J = 0) et les noyaux du nombre de masse A impair (s = 1 J = j). Pour les noyaux impairs-impairs, si l'on suppose que neutrons et protons se couplent séparément, l'état le plus bas correspondra à une seniorité s = 1 à la fois pour les neutrons et les protons et aura donc un spin J compris entre (j_n - j_p) et (j_n + j_p).

1 - 4 NOYAUX IMPAIRS-IMPAIRS.

Pour lever la dégénérescence des états : $|j_n - j_p| \leq J \leq j_n + j_p$ dûe au couplage d'un seul neutron et d'un seul proton, de-Shalit (De 53) a calculé la contribution à l'énergie de l'interaction neutron-proton. A cet effet, il a considéré une force à portée nulle. Pour une telle force, l'opérateur P_r n'a aucun effet et ainsi : $P_\tau = - P_\sigma$.
Ceci revient à prendre comme interaction

$$V_{np} = - \left[(1-\alpha) + \alpha \vec{\sigma}_n \cdot \vec{\sigma}_p \right] V_o \, d(\vec{r}_n - \vec{r}_p)$$

où $= \frac{1}{2}(H + B) = \frac{1}{2}(1 - W - M)$

Ainsi l'énergie pourra être considérée comme la superposition d'une "énergie de Wigner" et d'une "énergie de Bartlett" :

$$E(J) = (1-\alpha) E_W + \alpha E_B$$

De-shalit obtient :

$$E_W(j_p j_n J) = - \frac{1}{2} F_o (2j_p + 1)(2j_n + 1)(j_p \tfrac{1}{2}, j_n - \tfrac{1}{2} | J o)^2 (2J+1)^{-1}$$

$$\times \left[1 + \frac{(2j_p + 1) + (-)^{j_p + j_n + J} (2j_n + 1)^2}{4 J (J+1)} \right]$$

$$E_B(j_p j_n J) = - \frac{1}{2} F_o (2j_p + 1)(2j_n + 1)(j_p \tfrac{1}{2}, j_n - \tfrac{1}{2} | J o)^2 (2J+1)^{-1}$$

$$\times \left[- \left[1 + 2(-)^{l_p + l_n + J} \right] + \frac{\left[(2j_p+1) + (-)^{j_p + j_n + J} (2j_n+1)^2 \right]}{4J(J+1)} \right]$$

$$\text{où } F_o = \frac{V_o}{4\pi} \int (ru_{\ell_n})^2 (ru_{\ell_p})^2 \frac{1}{r^2} dr$$

Dans le cas général où on a k_p protons et k_n neutrons, Schwartz (Sc 54) donne le résultat :

$$E_W \left[(j_p)^{k_p}_{j_p} (j_n)^{k_n}_{j_n} J \right] = \frac{2j_p+1-2k_p}{2j_p-1} \times \frac{2j_n+1-2k_n}{2j_n+1} E_W(j_p j_n J) + K(j_p j_n k_p k_n)$$

$$E_B \left[(j_p)^{k_p}_{j_p} (j_n)^{k_n}_{j_n} J \right] = E_B (j_p j_n J)$$

K est une fonction indépendante de J, et ne contribue donc pas à l'espacement des niveaux. $(j_p)^{k_p}_{j_p}$ est la fonction d'onde de k_p protons dans la couche j_p se couplant pour donner le spin résultant $J_p = j_p$.

- pour une force de Bartlett pure ($\alpha = 1$) la structure des niveaux est indépendante du nombre de nucléons (donc indépendante du noyau)
- pour une force de Wigner pure ($\alpha = 0$), la structure des niveaux pour k_1 particules - k_2 trous est exactement l'inverse que pour k_1 particules - k_2 particules, alors que le schéma des niveaux est le même pour k_1 trous - k_2 trous et k_1 particules - k_2 particules.

Le résultat du calcul de E_J pour le ${}^{42}_{21}Sc_{21}$ et le ${}^{48}_{21}Sc_{27}$ qui ont respectivement les configurations $(1f_{7/2})^{+2}$ et $(1f_{7/2})^{+1}$ $(1f_{7/2})^{-1}$ est représenté figure 3 :

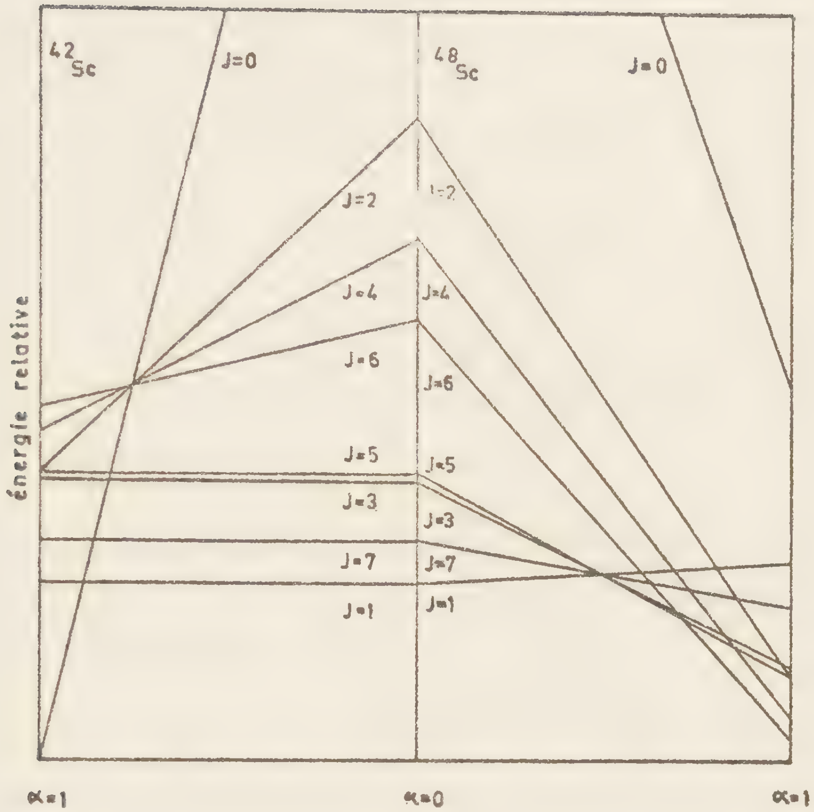


Figure 3 : Energies des niveaux des noyaux impair-impair ^{42}Sc et ^{48}Sc pour un potentiel $(1-\alpha+\alpha\vec{\sigma}_n\vec{\sigma}_p)\,V_0\,\delta(\vec{r}_n-\vec{r}_p)$, α variant entre 0 et 1, calculées d'après Schwartz.

L'ensemble de ces résultats , obtenus pour un grand nombre de noyaux permet de justifier partiellement les règles empiriques de Nordheim.

$J = |j_p - j_n|$ si $j_p = \ell_p \pm \frac{1}{2}$ et $j_n = \ell_n \pm \frac{1}{2}$ (règle forte)

ou si N est pair

$|j_p - j_n| < J \leq j_p + j_n$ si $j_p = \ell_p \pm \frac{1}{2}$ et $j_n = \ell_n \pm \frac{1}{2}$ (règle faible)

ou si N est impair

N le "nombre de Nordheim" étant égal à $j_p + \ell_p + j_n + \ell_n$.

Cependant les règles sont fréquemment violées (surtout la règle faible). Elles ont été modifiées par Brennan et Bernstein (Br 60) : pour les noyaux ayant la configuration particule-particule (ou trou-trou),

$$J = |j_p - j_n| \qquad \text{si N est pair}$$

$$j = j_p + j_n \text{ ou } |j_p - j_n| \qquad \text{si N est impair}$$

pour les noyaux ayant la configuration trou-particule

$$J = j_p + j_n - \ell$$

Ces dernières règles ont été partiellement justifiées par de-Shalit et Walecka (De 61) puis plus récemment par Sasaki (Sa 64) qui a employé une force à portée finie de la forme :

$$V_{np} = - V_o \left[(1-\alpha) + \alpha \vec{\sigma}_n \cdot \vec{\sigma}_p \right] (r/r_n)$$

si neutron et proton sont dans des orbites différentes

et $$V_{np} = - V_o \vec{\tau}_n \cdot \vec{\tau}_p \left[(1-\alpha) + \alpha \vec{\sigma}_n \cdot \vec{\sigma}_p \right] f(r/r_n)$$

si neutron et proton sont dans la même orbite, $f(r/r_n)$ étant une fonction gaussienne.

1 - 5 DETERMINATION DE L'INTERACTION RESIDUELLE v_{ij}.

Pour prévoir théoriquement le spectre d'énergie ainsi que les diverses propriétés des niveaux des noyaux, il y a deux approches possibles :

On peut, comme de-Shalit, Schartz et Sasaki, partir d'une interaction résiduelle déterminée (c'est-à-dire que l'on se donne sa forme, sa portée et son caractère d'échange) et utiliser les fonctions d'ondes radiales des états du modèle à particules indépendantes.
On calcule alors les éléments de matrice de l'interaction résiduelle entre états de configurations arbitraires.

La deuxième approche, préconisée par Talmi (Ta 58, Ta 60, Ta 62, De 63) consiste à limiter au départ le nombre de configurations susceptibles d'intervenir. Seuls quelques éléments de matrice de l'interaction résiduelle interviennent alors et l'on peut les déterminer à partir de l'expérience sans se préoccuper de la forme de cette interaction. Ce type de calcul est d'autant plus justifié que les couches du modèle à particules indépendantes sont bien séparées.

Mc Cullen (Mc 64) a fait un tel calcul dans la couche $1f_{7/2}$, en supposant que certains niveaux des noyaux avec $Z \geqslant 20$ et $N \leqslant 28$ sont décrits comme un coeur inerte (20 neutrons + 20 neutrons) et N-20 neutrons et Z-20 protons dans la couche $1f_{7/2}$. Le nombre d'états possibles correspondant à cette configuration devient rapidement très élevé dès que l'on a plus d'un proton et d'un neutron dans la couche. Par exemple, il y a 23 états indépendants $J^{\pi} = 4^{+}$ construits à partir de la couche $f_{7/2}$ dans le noyau ${}^{46}_{22}Ti_{24}$. Pour connaître la configuration des niveaux réels il faut d'abord calculer la matrice d'interaction dans la base de ces états théoriques puis la diagonaliser. Dans l'hypothèse d'une interaction résiduelle à deux nucléons, on peut déterminer cette matrice d'interaction à partir de la différence des énergies des 8 états à 2 nucléons $J^{\pi} = 0^{+}, 1^{+} \ldots 7^{+}$.

Ces énergies peuvent se mesurer expérimentalement en étudiant les niveaux des noyaus possédant 2 nucléons dans la couche $f_{7/2}$. D'où l'intérêt de l'étude spectroscopique du noyau ${}^{42}_{21}Sc_{21}$ mais également du noyau ${}^{48}_{21}Sc_{27}$ dont le spectre d'énergie peut se relier à celui du ${}^{42}Sc$ au moyen d'une transformation trou-particule. Il est à noter que l'étude du noyau ${}^{42}Ca$ (et par suite ${}^{50}Ti$) n'est pas aussi fructueuse car ce noyau ne possède pas d'état T = 0.

Dans le cas de la configuration d'une particule-un trou, les énergies des différents états de spin J sont données en fonction des

énergies de la configuration une particule-une particule par la relation :

$$E(j^{-1}j'J) = K - \sum_{J'} (2J'+1) \begin{Bmatrix} j & j' & J \\ j & j' & J' \end{Bmatrix} = E(jj'J')$$

où K est indépendant de J.

C'est une transformation simple, chaque état d'un noyau étant linéairement relié aux énergies des états de l'autre noyau (les coefficients sont des coefficients de Racah). Nous avons ainsi dans le cas de la transformation trou-particule du ^{48}Sc au ^{42}Sc, un système linéaire de 8 équations et nous pouvons donc exprimer n'importe quel état (inconnu) du ^{48}Sc ou du ^{42}Sc en fonction des états connus des deux noyaus.

CHAPITRE II

RAPPEL DE LA THEORIE DES CORRELATIONS ANGULAIRES

2 - 1 INTRODUCTION

La fonction de corrélation est la probabilité qu'un noyau émette plusieurs particules (ou photons) dans les angles solides déterminés pondérée par leur probabilité de détection. Cette définition met en lumière les deux types de grandeurs qui interviennent dans une corrélation angulaire et leurs rôles respectifs : le premier type caractérise la dynamique de la réaction, le second caractérise l'efficacité de la détection.

Le formalisme le plus simple, qui maintient la distinction entre ces deux types de grandeurs, est le formalisme bien connu de la matrice densité (Bl 52, Co 53, Bi 53) dont nous rappelons l'essentiel :

- un système incohérent d'une ou plusieurs particules est caractérisé par une matrice ρ.
- étant donné les matrices densités ρ_1 et ρ_2 de deux sous-systèmes, la matrice densité du système formé de ces deux sous-systèmes est le produit direct de ρ_1 et ρ_2.
- la fonction de corrélation est :

$$W = Tr(\rho \, \varepsilon)$$

  si ρ est la matrice densité de l'ensemble des particules sortantes et si ε est la matrice efficacité des détecteurs de ces particules.

Le formalisme de la matrice densité va servir de base à la théorie des corrélations que nous allons esquisser en termes de tenseurs statistiques.

2 - 2 NOTATIONS

Nous utiliserons les notations de Devons et Goldfarb (De 57) reprises par Ferguson (Fe 65). Nous noterons par des lettres latines les moments angulaires et les nombres quantiques correspondants, par exemple $\vec{a}$ et a ; on utilisera souvent la notation $\hat{a} = (2a + 1)^{1/2}$. Les moments angulaires intrinsèques seront notés $\vec{S}_i$ ou $\vec{s}_i$ pour la particule i , les moments orbitaux $\vec{\ell}_i$; $\vec{L}_i$ représentera ou bien des multipôles électromagnétiques ou bien $\vec{S}_i + \vec{\ell}_i$.

Les sous-états magnétiques d'un moment angulaire seront indiqués par la lettre grecque correspondant à la lettre latine indiquant ce moment angulaire.

Une fonction propre du moment angulaire $\vec{a}$ sera notée $|a\alpha\rangle$. Le produit $|a\alpha\rangle|b\beta\rangle$ sera aussi noté $|a\alpha\, b\beta\rangle$.

2 - 3 TENSEURS STATISTIQUES

Tout formalisme utilisant directement la matrice densité (ou la matrice efficacité) présente l'inconvénient de traduire par des relations de forme compliquée les symétries spatiales d'un système physique et d'un ensemble de détecteurs. Les tenseurs statistiques ont été introduits pour simplifier considérablement ces relations et donc les calculs et l'interprétation des formules.

Etant donné une matrice densité ρ , un ensemble $|a\alpha\rangle$ de fonctions propres d'un moment angulaire $\vec{a}$, l'ensemble des 2k + 1 quantités indicées par K = -k, -k + 1, ... k - 1, k

$$(2\text{-}1)\quad \rho_{kK}(aa') = \sum_{\alpha\alpha'} (-)^{a'-\alpha'} (a\alpha, a'-\alpha'|kK) \langle a\alpha|\rho|a'\alpha'\rangle$$

forment un tenseur irréductible d'ordre k (Fa 59). Le coefficient $(a\alpha,\ a'-\alpha'|kK)$ est un coefficient de Clebsch-Gordan. Cette formule

peut être interprétée comme nécessitant l'égalité $\vec{k} = \vec{a} - \vec{a}'$ entre moments angulaires.

La propriété essentielle d'un tel tenseur est que dans une rotation R des axes d'espace, quand les fonctions propres se transforment suivant la formule

$$(2\text{-}2) \quad |a\alpha'\rangle = \sum_{\alpha} |a\alpha\rangle D^{a}_{\alpha\alpha'}(R)$$

les tenseurs se transforment suivant la formule

$$(2\text{-}3) \quad \rho'_{kK'}(a\,a') = \sum_{K} D^{k*}_{KK'}(R)\,\rho_{kK}(a\,a')$$

Une formule utile sera la relation inverse de (2-1)

$$(2\text{-}4) \quad \langle a\alpha|\rho|a'\alpha'\rangle = \sum_{kK} (-)^{a'-\alpha'} (a\alpha, a'\alpha'|kK)\,\rho_{kK}(a\,a')$$

Les formules (2-1) et (2-4) montrent qu'un système physique peut être caractérisé de façon équivalente par une matrice densité ou un tenseur statistique.

La simplicité des conséquences sur les tenseurs statistiques d'une symétrie spatiale peut être illustrée par les exemples suivants :

Si un système présente une symétrie <u>axiale</u> : le système reste invariant pour toute rotation autour de l'axe, c'est-à-dire que

$$D^{k}_{KK'}(\varphi, oo) = \exp(-iK\varphi)\,\delta_{KK'} \quad \text{doit être indépendant de } \varphi$$

ce qui entraine K = 0 ; seule la composante $\rho_{ko}(aa')$ est non nulle. Ce qui entraîne que la matrice densité est diagonale ($\alpha = \alpha'$). On dit que le système est polarisé.

Si un système présente, en plus, une symétrie <u>plane</u>, les éléments de la matrice diagonale sont deux à deux opposés ($\alpha = -\alpha$). Le système, alors, est dit aligné et seulement la composante ρ_{ko}, k pair, est non nulle.

Enfin, si le système a une symétrie sphérique, tous les éléments de la matrice diagonale sont égaux et ont pour valeur $1/\hat{a}^2$. Alors seul le tenseur $\rho_{oo}(aa)V = 1/\hat{a}$ est non nul et l'état est dit non orienté.

2 - 4 TENSEURS EFFICACITE ET L'EXPRESSION DE LA FONCTION DE CORRELATION.

De même qu'à partir de la matrice densité sont définis les tenseurs statistiques, à partir d'une matrice efficacité seront définis les tenseurs efficacité :

$$(2\text{-}5)\quad \mathcal{E}_{kK}(aa') = \sum_{\alpha\alpha'} (-)^{a'-\alpha'} (a\alpha, a'-\alpha'|kK) \langle a\alpha|\mathcal{E}|a'\alpha'\rangle$$

Ces tenseurs se transforment dans une rotation d'espace suivant les mêmes règles que les tenseurs statistiques, formule (2-3).

Par conséquent les symétries spatiales entrainent des simplifications analogues sur les tenseurs efficacité, à celles qu'elles entrainent sur les tenseurs statistiques.

Par exemple un détecteur, représentant une symétrie de révolution autour de l'axe des z, sera caractérisé par la composante $\mathcal{E}_{ko}(aa')$ seulement.

D'autre part, pour une particule non détectée, on dit qu'on a une efficacité totale, $\mathcal{E} = 1$. Le système a alors une symétrie sphérique et seul le tenseur $\mathcal{E}_{oo}(aa) = \hat{a}$ est non nul.

L'expression de la fonction de corrélation devient en termes de tenseurs

$$(2\text{-}6)\quad W = \sum_{aa'kK} \rho_{kK}(aa')\, \mathcal{E}^{*}_{kK}(aa')$$

si $\rho_{kK}(aa')$ est le tenseur statistique caractérisant l'ensemble des particules sortantes et $\mathcal{E}_{kK}(aa')$ le tenseur efficacité pour l'ensemble des détecteurs de ces particules.

On peut vérifier que W est un scalaire, et est invariant par toute rotation d'espace.

2 - 5 CALCUL DES TENSEURS STATISTIQUES DES PRODUITS D'UNE REACTION.

Pour obtenir la fonction de corrélation d'une réaction, il faut toujours déterminer le tenseur statistique caractérisant les produits finaux de la réaction, à partir, soit des tenseurs statistiques des particules entrant initialement en réaction, soit du tenseur d'un état intermédiaire qu'on se propose d'étudier (et dont les caractéristiques seront les inconnues à déterminer). A cet effet, nous considérons toute réaction comme une suite de processus élémentaires d'émission ou d'absorption de particules (lourdes ou photons avec des moments angulaires bien déterminés) ; quand ce n'est pas le cas, par exemple formation d'un noyau composé avec mélange de spins, il faudra sommer la fonction de corrélation sur tous ces états.

2 - 5 - 1 Tenseurs d'une somme de vecteurs.

Nous aurons besoin, tout d'abord, de l'expression du tenseur statistique correspondant à une somme de moments angulaires. Soient $\rho_{k_b K_b}(bb')$ et $\rho_{k_\ell K_\ell}(\ell\ell')$ deux tenseurs statistiques attachés aux moments angulaires $\vec{b}$ et $\vec{\ell}$.

Le tenseur attaché au moment angulaire $\vec{a} = \vec{b} + \vec{\ell}$ est donné par :

$$(2\text{-}7)\quad \rho_{k_a K_a}(ab\ell, a'b'\ell') = \sum_{k_b K_b k K} \rho_{k_b K_b}(bb')\, \rho_{k_\ell K_\ell}(\ell\ell')(k_b K_b, k_\ell K_\ell | k_a K_a)$$

$$\times\ \hat{a}\hat{a}'\hat{k}_b\hat{k}_\ell \begin{Bmatrix} b & \ell & a \\ b' & \ell' & a' \\ k_b & k & k_a \end{Bmatrix}$$

La formule inverse s'écrit :

$$(2\text{-}8)\ \rho_{k_b K_b}(bb')\,\rho_{k_\ell K_\ell}(\ell\ell') = \sum_{aa'k_aK_a} \rho_{k_aK_a}(ab\ell, a'b'\ell')(k_bK_b, k_\ell K_\ell | k_aK_a)$$

$$\times\ \hat{a}\hat{a}'\hat{k}_b\hat{k}_\ell \begin{Bmatrix} b & \ell & a \\ b' & \ell' & a' \\ k_b & k_\ell & k_a \end{Bmatrix}$$

Les formules s'obtiennent facilement après avoir écrit la matrice densité dans la représentation $|ab\ell\alpha\rangle$ à partir des matrices densité dans la représentation $|b\beta\rangle$ et $|\ell\lambda\rangle$.

2 - 5 - 2 Tenseurs de l'état final après émission.

On peut montrer (De 57) que les éléments des matrices densité peuvent toujours être liés par la relation,

$$(2\text{-}9)\ \langle a\alpha A_f|\rho|a'\alpha' A'_f\rangle = \sum_{A_iA'_i} \langle a\alpha A_i|\rho|a'\alpha' A'_i\rangle \langle aA_f|0|aA_i\rangle \langle a'A'_f|0|a'A'_i\rangle^*$$

les indices i et f se référant aux états initial et final, les A désignant tous les nombres quantiques autres que a et α. L'opérateur 0 est l'hamiltonien responsable de la transition et est indépendant de α et α'. Soit a le moment orbital de l'état initial. Le cas le plus fréquent est l'émission de photon de multipolarité L avec un noyau résiduel de spin b. Mais, le même formalisme peut être appliqué à l'émission de deux particules lourdes de moment orbital relatif L et de spin total b. Le symbole A désigne alors essentiellement les nombres b et L. En suivant Ferguson (Fe 65), nous noterons $\langle b\|L\|a\rangle$ l'élément de matrice $\langle aA_f|0|aA_i\rangle$ pour l'émission ; l'équation (2-9 et l'équation (2-8) de changement de représentation donnent alors la formule clé pour l'émission :

$$(2\text{-}10)\ \rho_{k_bK_b}(bb')\rho_{k_LK_L}(LL') = \sum_{aa'k_aK_a} \rho_{k_aK_a}(aa')(k_bK_b, k_LK_L|k_aK_a)\ \hat{a}\hat{a}'\hat{k}_b\hat{k}_L \begin{Bmatrix} b & L & a \\ b' & L' & a' \\ k_b & k_L & k_a \end{Bmatrix} \langle b\|L\|a\rangle\langle b'\|L'\|a'\rangle$$

Dans cette formule seuls les éléments de matrice réduits contiennent la dynamique : $\rho_{k_aK_a}(aa')$ représente l'état initial, le reste ne dépend que de la géométrie.

2 - 5 - 3 <u>Tenseurs de l'état final après absorption.</u>

La formule (2-9) est encore valable (De 57). Dans ce cas, nous écrivons d'après Ferguson (Fe 65) l'élément de matrice réduit de l'opérateur responsable de l'absorption $\langle b\|L|a\rangle$ si a est le spin total de l'état initial, L le moment orbital du mouvement relatif, b le spin de l'état final.

Alors, comme pour l'émission, en combinant les équations (2-9 et (2-7), nous obtenons la formule :

$$(2\text{-}11)\ \rho_{k_aK_a}(aa') = \sum_{k_bK_bk_LK_L} \rho_{k_bK_b}(bb')\rho_{k_LK_L}(LL')(k_bK_b, k_LK_L|k_aK_a)\ \hat{a}\hat{a}'\hat{k}_b\hat{k}_L \begin{Bmatrix} b & L & a \\ b' & L' & a' \\ k_b & k_L & k_a \end{Bmatrix} \langle b\|L|a\rangle\langle b'\|L'|a'\rangle^*$$

donnant le tenseur statistique de l'état final $\rho_{k_aK_a}(aa')$ en fonction de tenseurs statistiques, $\rho_{k_bK_b}(bb')$ du spin total du ou des noyaux de l'état initial, et $\rho_{k_LK_L}(LL')$ du moment orbital du mouvement relatif.

Dans le cas de l'absorption d'une particule lourde, on démontre que le tenseur $\rho_{k_LK_L}(LL')$, appelé paramètre de radiation,

caractérisant le mouvement relatif est :

$$(2\text{-}12) \quad C_{ko}(L, L') = \frac{LL'}{4\pi} (-)^{L'} (LoL'o\,ko)$$

en prenant pour axe des z, la direction de l'onde plane.

Dans le cas de l'absorption d'un photon, on peut , de façon analogue , caractériser l'onde plane électromagnétique incidente par les paramètres de radiation pour une polarisation et un mélange de parité arbitraires,

$$(2\text{-}13) \quad C_{kK}(Lp, L'p') = \frac{\hat{L}\hat{L}'}{8\pi} \sum_{\sigma\sigma'} (\sigma)^{\pi} (\sigma')^{\pi'} (-)^{L'-\sigma'} (L\sigma, L'-\sigma' | kK) \langle \sigma' | \rho | \sigma \rangle$$

la direction de l'onde étant l'axe des z, p la parité.

$p = (-)^{L+\pi}$; $\pi = 0$ pour une onde électrique, 1 pour une onde magné - tique. $\langle \sigma | \rho | \sigma \rangle$ est l'élément de matrice décrivant la polarisation et valant -1 ou +1.

S'il n'y a pas polarisation, ni mélange de parité, ces paramè- tres se réduisent à :

$$(2\text{-}14) \quad C_{ko}(LL') = \frac{\hat{L}\hat{L}'}{8\pi} (-)^{L'-1} (L1, L'-1, ko)$$

En écrivant les formules (2-10) et (2-11) pour toutes les étapes d'un processus en suivant le sens du temps, on peut obtenir les tenseurs d'un état final à partir des tenseurs d'un état initial quelconque, en prenant, soin, de sommer éventuellement sur des états intermédiaires mélangés et d'effectuer des rotations sur les paramètres de radiation si le système d'axes choisi n'est pas celui supposé dans les formules (2-12) et (2-13).

2 - 6 TENSEUR EFFICACITE D'UN COMPTEUR GAMMA.

La représentation multipolaire d'une fonction d'onde, consistant en une fonction δ en un point sur l'axe oz, identifie le tenseur efficacité d'un compteur gamma au tenseur statistique d'une onde plane.

$$\mathcal{E}^{\delta}_{kK}(L_p, L'_{p'}) = C_{kK}(L_p, L'_{p'})$$

En supposant qu'au point de coordonnées (r, θ, φ) d'un compteur il y a une probabilité (r, θ, φ) par unité de volume qu'un rayonnement gamma soit détecté, la matrice efficacité est alors donnée, en représentation coordonnée, par :

$$(2\text{-}15) \langle r\theta\varphi\sigma|\mathcal{E}|r'\theta'\varphi'\sigma'\rangle = \mathcal{E}(r\,\theta\,\varphi)\ \delta(r-r')\langle\sigma|\mathcal{E}|\sigma'\rangle$$

σ et σ' désignant les nombres quantiques de projection de spin.
En passant en représentation r, L, Λ, p et en appliquant la définition des tenseurs, on obtient, dans des axes attachés au détecteur, le tenseur efficacité d'un compteur gamma de dimension finie :

$$(2\text{-}16) \mathcal{E}^{o}_{kK}(L_p, L'p') = \sum_{K'} \int D^{k}_{K'K}(R_o)\, C_{kK'}(L_p, L'p') \cdot \mathcal{E}(r_o \theta_o \varphi_o)\, r_o^2\, dr_o \sin\theta_o\, d\theta_o\, d\varphi_o$$

R_o est la rotation d'angles d'Euler $\varphi_o \theta_o \varphi'_o$; φ'_o étant la rotation qui amène la direction du photon incident sur l'axe pris pour définir $\langle\sigma|\mathcal{E}|\sigma'\rangle$. En intégrant sur la variable r, la formule générale s'écrit :

$$(2\text{-}17) \mathcal{E}^{o}_{kK}(L_p, L'p') = \sum_{k'} \int D^{k}_{K'K}(R_o)\, C_{kK'}(L_p, L'p') \cdot \mathcal{E}(\theta_o, \varphi_o) \sin\theta_o\, d\theta_o\, d\varphi_o$$

Le tenseur efficacité d'un compteur gamma insensible à la polarisation,

$\langle\sigma|\varepsilon|\sigma'\rangle = \delta_{\sigma\sigma'}$, entrainant K' = 0, se réduit à :

$$(2\text{-}18)\ \varepsilon^{o}_{kK}(LL') = 2\,C_{ko}(LL')\int \varepsilon(\theta_o\varphi_o)\ \frac{\sqrt{4\pi}}{\hat{k}}\ Y^{K*}_{k}\ (\theta_o\varphi_o)\sin\theta_o\, d\theta_o\, d\varphi_o$$

car $D^{k}_{K'K}(\varphi,\theta,\varphi')\,\delta_{K'o} = (\sqrt{4\pi}/\hat{k})\ Y^{K*}_{k}\ (\theta,\varphi)$.

Dans le cas d'un compteur cylindrique, l'intégrale sur l'angle φ entraine K = 0 et par conséquent $Y^{K}_{k}(\theta,\varphi)\delta_{Ko} = (\hat{k}/\sqrt{4\pi})\ P^{o}_{k}(\cos\theta)$; la formule dans ce cas devient :

$$(2\text{-}19)\ \varepsilon^{o}_{ko} = 2\,C_{ko}(LL').\ 2\pi\int_{o}^{\pi}\varepsilon(\theta)\,P_k(\cos\theta)d(\cos\theta)$$

En appelant J_k l'intégrale (contenant les propriétés physiques du compteur) le tenseur efficacité pour un compteur fini s'écrit :

$$\varepsilon^{o}_{ko} = 2\,C_{ko}(LL').\ 2\pi J_k$$

et pour un compteur ponctuel :

$$\varepsilon^{\delta}_{ko} = 2\,C_{ko}(LL').\ 2\pi J_o$$

En posant $J_k/J_o = Q_k$, appelé facteur d'atténuation, le tenseur efficacité d'un compteur cylindrique s'écrit comme le produit d'un paramètre de radiation et d'un facteur d'atténuation :

$$(2\text{-}20)\ \varepsilon^{o}_{ko} = 2\,C_{ko}(LL').\ Q_k.\ 2\pi J_o$$

$$= \frac{\hat{L}\hat{L}'}{4\pi}\ (-)^{L'-1}\ (L'1, L'-1\,ko).\ Q_k.\ 2\pi J_o$$

Dans le système d'axes propre à la réaction, le tenseur efficacité se

transforme d'après la formule (2-3) en

$$(2\text{-}21)\quad \mathcal{E}_{kK} = \sum_{K'} D^{k}_{KK'}(R^{-1})\,\mathcal{E}^{o}_{kK'}(LL')$$

si le compteur n'a pas de symétrie axiale, ou s'il est sensible à la polarisation ; et dans le cas contraire la formule devient :

$$(2\text{-}22)\quad \mathcal{E}_{kK} = \frac{\sqrt{4\pi}}{\hat{k}}\, Y^{K*}_{k}(\theta,\varphi)\,\mathcal{E}^{o}_{ko}(LL')$$

2 - 7 TENSEUR EFFICACITE D'UN POLARIMETRE COMPTON.

Une onde électromagnétique se propageant selon l'axe oz est représentée par le potentiel vecteur $\vec{A} = (a_x\vec{e}_x + a_y\vec{e}_y)e^{ikz}$, e_x, e_y et e_z étant les vecteurs unitaires de la base orthonormée.
Par le changement de base suivant :

$$|+1\rangle = -(\vec{e}_x + i\vec{e}_z)/\sqrt{2}$$

$$|o\rangle = e_z$$

$$|-1\rangle = (\vec{e}_x - i\vec{e}_y)/\sqrt{2}$$

La polarisation peut être décrite par les paramètres de Stockes :

$$P_1 = a_x a_x^* - a_y a_y^*$$

$$P_2 = a_x a_y^* + a_y a_x^*$$

$$P_3 = i(a_x a_y^* - a_y a_x^*)$$

avec la normalisation $a_x a_x^* + a_y a_y^* = 1$.

En décomposant le vecteur A dans la nouvelle base

$$\vec{A} = |+1\rangle\langle +1|\vec{A}\rangle + |0\rangle\langle 0|\vec{A}\rangle + |-1\rangle\langle -1|\vec{A}\rangle$$

Les amplitudes de chaque composante deviennent :

$$\langle +1 | A \rangle = (-a_x + i\, a_y)/\sqrt{2}$$

$$\langle 0 | A \rangle = 0$$

$$\langle -1 | A \rangle = (a_x + i\, a_y)/\sqrt{2}$$

Les éléments de la matrice densité pour le spin du photon s'expriment alors en fonction des paramètres de Stockes :

$$\langle +1 | \rho | +1 \rangle = \frac{1}{2}(1 + P_3)$$

$$\langle +1 | \rho | -1 \rangle = -\frac{1}{2}(P_1 - i\, P_2)$$

$$\langle -1 | \rho | +1 \rangle = -\frac{1}{2}(P_1 + i\, P_2)$$

$$\langle -1 | \rho | -1 \rangle = \frac{1}{2}(1 - P_3)$$

En introduisant les éléments de la matrice dans la formule (2-13) et en sommant sur σ et σ', nous pouvons écrire les paramètres de radiations pour un faisceau polarisé :

$$C_{ko}(Lp, L'p') = (LL'/(16\pi))\, (-)^{L'-1} (L1, L'-1 | ko) \left[1 + P_3 + (-)^k (1 - P_3)\right]$$

$$C_{k\pm 1} = 0$$

$$C_{k\pm 2} = (LL'/(16\pi))\, (-)^{L'+\pi} (L1, L'-1 | k2)(P_1 \pm i\, P_2)(-)^{k \cdot \delta}\, K-2$$

En associant à chaque paramètre de Stockes, 1, P_1, P_2, P_3, un paramètre S_o, S_1, S_2, S_3 pour l'efficacité de détection, la probabilité de détection s'écrit :

$$W = tr(\rho \mathcal{E}) = \frac{1}{2}(S_o + P_1 S_1 + P_2 S_2 + P_3 S_3)$$

Les tenseurs efficacité, pour un détecteur sensible à la polarisation plane dans un système d'axes choisi tel que $S_2 = o$, s'écrivent en remplaçant les paramètres 1 et P_1, par les paramètres S_o et S_1 :

$$(2\text{-}23)\quad \mathcal{E}^{o}_{ko}(LL') = LL'(-)^{L'-1}(L\,1, L\beta\text{-}1|ko)S_o/(8\pi)$$

$$\mathcal{E}^{o}_{k\pm 2}(LL') = LL'(-)^{L'+\pi}(L\,1, L'\text{-}1|k2)S_1/(16\pi)$$

Dans ce cas là, la fonction de corrélation s'écrit :

$$W = \frac{1}{2}(S_o + S_1 P_1) = \frac{1}{2}S_o(1 + \pi_1 P_1)$$

où $\pi_1 = \dfrac{S_1}{S_o}$ s'appelle l'efficacité d'analyse.

CHAPITRE III

APPLICATIONS DES CORRELATIONS ANGULAIRES

AUX NOYAUX ALIGNES

Pour décrire d'une façon générale une corrélation angulaire entre les différentes radiations suivant une réaction nucléaire, il faut analyser les processus élémentaires qui entrent en jeu :

- création d'un état excité
- émission d'une particule
- émission de rayonnements gamma par le noyau résiduel obtenu.

Les éléments de matrice réduits, nécessaires à la description du 1er et du 2e processus élémentaires, comportent en général beaucoup de paramètres inconnus (mélanges d'ordres multipolaires et de couplage) ; souvent, le moment angulaire et la parité du noyau ne sont pas bien définis, et des mécanismes différents peuvent contribuer à la réaction. Il est donc difficile d'extraire des renseignements de la corrélation angulaire.

La méthode utilisée dans ce travail, pour éviter ces complications, a été proposée par Warburton et Rose (Wa 58) et reprise par Litherland et Ferguson (Li 61) : on prend comme inconnu le tenseur statistique du premier état émettant un rayonnement gamma ; on ne se préoccupe donc pas du tout de la façon dont il a été formé. Ce tenseur a un nombre de composantes suffisamment faible quand cet état a une symétrie axiale, ce qui est le cas si le faisceau et la cible sont non polarisés ; de plus, si cet état a une parité bien déterminée, c'est un état aligné défini uniquement par le tenseur $\rho_{ko}(aa)$, où a est le spin de cet état. En d'autres termes, ρ étant la matrice densité, les seules inconnues caractérisant cet état sont les populations $W(\alpha) = \langle a\alpha|\rho|a\alpha\rangle$, avec $\alpha > 0$.

3 - 1 DISTRIBUTION ANGULAIRE DE RAYONNEMENTS GAMMA.

Quand le noyau de spin a émet un rayonnement gamma de multipolarité L_1 avec un noyau résiduel de spin b, la fonction de corrélation s'écrit :

$$W = \sum \rho_{k_b K_b}(bb')\rho_{k_1 K_1}(L_1 L_1')\varepsilon^*_{k_b K_b}(bb')\varepsilon^*_{k_1 K_1}(L_1 L_1)$$

la sommation s'étendant à tous les indices et nombres quantiques.

Dans cette formule le produit des tenseurs statistiques s'écrit en fonction du tenseur $\rho_{kK}(aa')\delta_{K0}\delta_{aa'}$ d'après la formule (2-10) :

$$W = \quad {}_{ko}(a)\,\varepsilon^*_{k_b K_b}(bb')\varepsilon^*_{k_1 K_1}(L_1 L_1')(k_b K_b, k_1 K_1|ko)\hat{a}^2\hat{k}_b\hat{k}_1$$

$$\begin{Bmatrix} b & L_1 & a \\ b' & L_1' & a \\ k_b & k_1 & k \end{Bmatrix} \langle b|L_1\|a\rangle \quad \langle b'|L_1'\|a\rangle^*$$

La particule b étant non détectée, son tenseur efficacité est :

$$\varepsilon_{k_b K_b}(bb') = \hat{b}\,\delta_{k_b o}\,\delta_{K_b o}\,\delta_{bb'}$$

Par conséquent, dans le coefficient 9j, les règles du triangle, entrainent que $k_1 = k$ car $k_b = o$; il s'écrit alors en fonction d'un coefficient de Racah

$$\begin{Bmatrix} b & L_1 & a \\ b & L_1' & a \\ o & k & k \end{Bmatrix} = (-)^s \begin{Bmatrix} a & L_1 & b \\ a & L_1' & b \\ k & k & o \end{Bmatrix} (-)^s(-)^{b+k-a-L_1'}\, W(aL_1aL_1';bk)$$

$$\times \quad (\hat{b}\hat{k})^{-1}$$

s étant la somme de tous les nombres quantiques du coefficient 9j.

De plus, la règle sur les projections dans le coefficient de Clebsch-Gordan entraîne que $K_1 = o$ et a pour valeur :

$$(o\,o, ko|ko) = 1$$

La fonction de corrélation devient alors :

$$(3\text{-}1)\quad W = \sum \rho_{ko}(a)\,\varepsilon^{*}_{ko}(L_1 L'_1)\hat{a}^2 (-)^{b-a+L_1+k}$$

$$\times\ W(aL_1 aL'_1;bk) \langle b|L_1\| a\rangle \ \langle b|L'_1\| a\rangle$$

Le tenseur ε^{*}_{ko} s'écrit en fonction du tenseur $\varepsilon^{o}_{kK'}$, calculé dans les axes propres au compteur :

$$(3\text{-}2)\quad \varepsilon^{*}_{ko} = \sum_{k'} D^{k}_{oK'}(R^{-1})\varepsilon^{o*}_{kK'} = \frac{\sqrt{4\pi}}{\hat{k}} \sum_{K'} Y^{K'}_{k}(\theta,\varphi)\,.\,\varepsilon^{o}_{kK'}$$

Si le compteur cylindrique est insensible à la polarisation, seul le tenseur ε^{o}_{ko}, donné par la formule (2-20) est non nul, alors :

$$(3\text{-}3)\quad \varepsilon^{*}_{ko} = \sum_{K'} D^{k}_{oo}(R^{-1})\varepsilon^{o}_{ko} = P_k(\cos\theta)\,.\,\varepsilon^{o}_{ko}$$

En posant

$$\overline{Z}_1(L_1 a, L'_1 a;bk) = (-)^{k-L_1+L'_1-1}\ L_1 L'_1 a^2\ (L_1 1, L_1 -1|ko)$$

$$\times\ W(L_1 a, L'_1 a;bk)$$

qui sont des coefficients tabulés (Fe 65)* et en introduisant ε^{*}_{ko} de la formule (3-3), on obtient :

$$W = \frac{1}{4\pi}\sum (-)^{b-a}\rho_{ko}\overline{Z}_1 \langle b|L_1\| a\rangle \langle b|L'_1\| a\rangle^{*}\ Q_k P_k(\cos\theta)$$

Si la désexcitation est faite par des transitions électromagnétiques de

---

* Souvent on utilise aussi les coefficients F_k qui sont reliés aux coefficients Z_1 par la relation : $Z_1(L_1 a, L'_1 a;bk) = (-)^{b-a+L_1-L'_1-k}\hat{a}F_k(L_1 L'_1 ba)$.

différentes multipolarités on définit le coefficient de mélange

$$(3\text{-}4) \quad \delta_1 = \frac{\langle b|L_1'\| a\rangle}{\langle b|L_1\| a\rangle}$$

En mettant en facteur $\frac{|\langle b|L_1\| a\rangle|^2}{4\pi}$ la formule de la distribution angulaire devient :

$$W = \sum_k (-)^{b-a} \rho_{ko} \Big(\sum_{L_1 L_1'} \delta_1^{r_1} \bar{Z}_1\Big) Q_k P_k(\cos\theta)$$

L'indice r_1 prenant les valeurs 0, 1, 2 selon que les termes de la sommation sont $L_1 L_1$, $L_1 L_1'$ ou $L_1' L_1$, $L_1' L_1'$ respectivement.

En posant $A_k^\gamma = (-)^{b-a} \sum_{L_1 L_1'} \delta_1^{r_1} \bar{Z}_1 = \hat{a} \sum_{L_1 L_1'} (-)^{L_1 - L_1'} \delta_1^{r_1} F_k$

nous obtenons finalement :

$$(3\text{-}5) \quad W(\theta) = \sum_k \rho_{ko} A_k^\gamma Q_k P_k(\cos\theta) = \sum_k A_k Q_k P_k(\cos\theta)$$

$$\text{où} \quad A_k = \rho_{ko} \cdot A_k^\gamma$$

<u>Cas d'une transition inobservée.</u>

Considérons l'émission successive de deux radiations entre les niveaux de moments angulaires a, b et c. La fonction de distribution de la radiation L_2 , si l'on n'observe pas la radiation L_1 , sera donnée par une équation analogue à (3-5) en y introduisant un facteur supplémentaire U_k décrivant la transition inobservée ($U_k \leqslant 1$) de la forme :

$$U_k(abL_1) = (k_b K_b, k_1 K_1 | k_a K_a) \hat{a}^2 \hat{k}_b \hat{k}_1 \begin{Bmatrix} b & L_1 & a \\ b & L'_1 & a \\ k_b & k_1 & k \end{Bmatrix}$$

$$\langle b \| L_1 \| a \rangle \langle b \| L'_1 \| a \rangle \hat{L}_1 \delta_{k_1 o} \delta_{K_1 o} \delta_{L_1 L'_1}$$

k_1 étant nul, la fonction se simplifie alors et devient :

$$U_k(abL_1) = (-)^{L_1+k-b-a} \hat{a}^2 W(baba; L_1 k) | \langle b \| L_1 \| a \rangle |^2$$

3 - 2 CORRELATION ANGULAIRE PARTICULE-GAMMA EN OBSERVANT LA PARTICULE SORTANTE DANS L'AXE DU FAISCEAU.

L'étude théorique est la même que celle de la distribution angulaire, mais on prend comme inconnues supplémentaires à déterminer les populations $W(\alpha)$ du niveau émettant le rayonnement gamma ; en remplaçant dans (3-5)

$$\rho_{ko}(a) \quad \text{par} \quad \sum_{\alpha} (-)^{a-\alpha} W(\alpha)(a\alpha, a-\alpha | ko)$$

on obtient :

$$(3\text{-}6) \quad W(\theta) = \sum_k \left[\sum_{\alpha} (-)^{b-\alpha} W(\alpha)(a\alpha, a-\alpha | ko) \right] A_k^{\gamma} Q_k P_k(\cos\theta)$$

il y a $\frac{2a+1}{2}$ ou a+1 inconnues selon que le spin est demi-entier ou entier.

Le grand nombre d'inconnues rend le problème souvent impossible. Par la méthode II de Litherland et Ferguson, détection de la particule lourde dans l'axe du faisceau, le nombre des sous - états magnétiques α est limité à la somme des spins de la cible J_c

et des particules entrantes J_p et sortantes $J_{p'}$. En effet la conservation, dans une réaction, de la projection des moments angulaires sur l'axe de quantification (ici axe du faisceau) limite le nombre α :

$$\alpha \leqslant J_c + J_p + J_{p'}$$

car les moments angulaires orbitaux des particules entrantes et sortantes étant perpendiculaires à cet axe, leur projection est nulle.

Ainsi dans la réaction $^{48}Ca\ (p,n)\ ^{48}Sc$, seuls les sous-états 0 et 1 sont alors alimentés ; la normalisation des populations donne une relation supplémentaire, ce qui réduit le nombre d'inconnues à un.

La limitation sur α indiquée ci-dessus n'est strictement valable que dans le cas d'un compteur ponctuel de particules, situé sur l'axe. Litherland et Ferguson (Li 61) ont étudié les corrections à apporter dans le cas d'un compteur de dimension finie. Ces corrections sont négligeables dans le cas de notre expérience.

3 - 2 - 1 Analyse des corrélations particule-gamma.

Pour la recherche des solutions du coefficient de mélange pour différentes valeurs les moments angulaires a et b, un programme a été écrit en considérant de manière générale, une, deux ou trois inconnues de population. Nous allons exposer le cas pour une seule inconnue.

Pour simplifier l'écriture, nous changerons de notation, en posant :

$$p_o = W(\theta)\ ;\ W(\theta_i) = W_i\ ;\ P_k(\cos\theta_i) = P_{ki}$$

$$\text{et } d_{k\alpha} = (2-\delta_{\alpha o}) \frac{(a\alpha\ ,\ a-\alpha|ko)}{(a\alpha\ ,\ a-\alpha|oo)}$$

La fonction de corrélation s'écrit alors, en normalisant à l'intensité I :

$$W_i = I(1+\sum_{k=2,4}\left[(d_{ko}-\frac{1}{2}d_{kl})\,p_o+\frac{1}{2}d_{kl}\right]F_k^{\gamma}Q_kP_{ki}$$

ou $$F_k^{\gamma} = F_k(abL_1L_1)-2\delta F_k(akL_1L_1')+\delta^2F_k(abL_1'L_1')\ x(1+\delta^2)^{-1}$$

nous pouvons linéariser l'équation par rapport aux inconnues $D_1 = I$ et $D_2 = Ip_o$ en prenant δ comme paramètre (quadrillage en δ) ; si l'on pose

$$T_{1i} = 1 + \sum_{k=2,4}\frac{1}{2}d_{kl}F_k^{\gamma}Q_kP_{ki}$$

et $$T_{2i} = \sum_{k=2,4}(d_{ko}-\frac{1}{2}d_{kl})\,F_k^{\gamma}Q_kP_{ki}$$

la fonction de corrélation s'écrit :

$$W_i = D_1T_{1i}+D_2T_{2i} = \sum_{k=1,2}D_kT_{ki}$$

A chaque angle θ_i, choisi dans l'expérience, correspond la valeur expérimentale $Y_i \pm \sigma_i$. Si nous effectuons les mesures à n angles différents, nous avons un système linéaire de n équations à 2 inconnues. Pour résoudre ce système, nous minimisons la somme pondérée des écarts quadratiques (méthode des moindres carrés) :

$$E = \sum_i p_i(W_i - Y_i)^2 \quad \text{où} \quad p_i = 1/\sigma_i^2$$

en annulant les dérivées de E par rapport aux inconnues D_1 et D_2. Nous arrivons ainsi à un système de 2 équations à 2 inconnues :

$$\sum_h D_hC_{hk} = V_k$$

où $$C_{hk} = \sum_i p_iT_{ki}T_{hi} \quad \text{et} \quad V_k = \sum_i p_iY_iT_{ki}$$

En notation matricielle, on obtient :

$$C\vec{D} = \vec{V}$$

La résolution du système se fait en inversant la matrice C : $\vec{D} = C^{-1}\vec{V}$ où C^{-1} est la matrice d'erreurs liées.

3 - 2 - 2 <u>Analyse des corrélations particule-gamma avec plusieurs groupes neutrons non résolus.</u>

Lorsqu'un niveau excité émet plusieurs rayons γ en cascade, le groupe de particules alimentant ce niveau permet de mesurer plusieurs fonctions de corrélation angulaire particule-gamma ; les populations étant les mêmes, on obtient des contraintes supplémentaires pour les autres inconnues (moments angulaires,coefficients de mélange). Ceci a été exploité dans l'étude de la réaction $^{48}Ca\ (p,n)\ ^{48}Sc$ et deux programmes ont été écrits pour traiter des situations particulières (expérience α, expérience β).

Nous utiliserons les notations suivantes :

n_p les différents groupes de neutrons

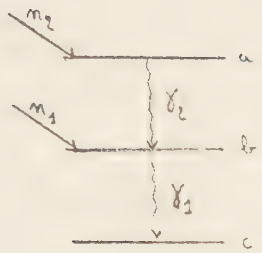
γ_q les différents rayonnements gamma

δ_q les différents coefficients de mélange multipolaire

W^{pq} les corrélations entre le $p^{ème}$ neutron et le $q^{ème}$ gamma

W^q la corrélation mélangée du $q^{ème}$ gamma avec différents groupes de neutrons.

<u>Expérience α</u> : On ne détecte que les groupes de neutrons n_1 et n_2, non résolus, d'intensité voisine. Nous pouvons noter selon le schéma



W^{22} la corrélation $n_2 - \gamma_2$

W^{21} la corrélation $n_2 - \gamma_1$

W^{11} la corrélation $n_1 - \gamma_1$

W^{1} la corrélation $(n_2 - \gamma_1) + (n_1 - \gamma_1)$

Seules les corrélations W^1 et W^{22} ont été mesurées avec les valeurs expérimentales Y_i^1 et Y_i^2, l'indice i désignant l'angle θ_i.

Les inconnues D_1, D_2, p_o, I, δ et les fonctions T_{ki} définies dans le programme précédent seront notées

$$D_1^1 \text{ et } D_2^1 \text{ , } p_o^1 \text{, } I_1 \text{, } \delta_1 \text{, } T_{ki}^1 \text{ pour la corrélation } W^{11}$$

$$D_1^2 \text{ et } D_2^2 \text{, } p_o^2 \text{, } I_2 \text{, } \delta_2 \text{, } T_{ki}^2 \text{ pour la corrélation } W^{22}$$

Comme précédemment nous pouvons écrire :

$$W^{11} = D_1^1 \; T_{1i}^1 + D_2^1 \; T_{2i}^1$$

$$W^{22} = D_1^2 \; T_{1i}^2 + D_2^2 \; T_{2i}^2$$

Le schéma de désintégration donne la relation suivante :

$$W_2^1 = I_2 \, W_i^{21} + I_1 \; W_i^{11}$$

D_1^1 et D_2^1 étant déterminés dans le premier programme, $I_2 \, W_i^{21}$ sera connu pour chaque δ_1 ; nous pouvons donc faire passer $I_2 \, W_i^{21}$ dans le premier membre en l'associant à W_i^1 connu et nous ramener au problème précédent, en posant

$$W_i = I_1 \; W_i^{11} \text{ la fonction théorique}$$

et $Z_i = Y_i^1 - I_2 \, W_i^{21}$ les valeurs expérimentales associées.

Dans ce cas , la fonction E devient :

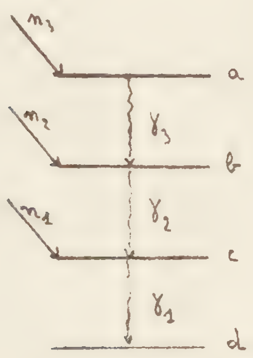
$$E = \sum (Z^{-1})_{ij} (W_i - Z_i)(W_j - Z_j)$$

où Z^{-1} est la matrice des erreurs corrélées des paramètres indépendants $Y_i \pm \sigma_i$ et des paramètres D_1^2 et D_2^2 affectés d'une matrice d'erreurs C^{-1}. Z a la forme

$$Z^{-1} = I\,\sigma_i + C^{-1} \quad \text{avec} \quad (Z^{-1})_{ij} = \delta_{ij}\,\sigma_i + (C^{-1})_{ij}$$

En procédant de la même manière, nous sommes conduits à résoudre un système du type : $C\vec{D} = \vec{V}$.

<u>Expérience β</u> : On détecte les trois premiers groupes de neutrons, le groupe n_3 étant nettement plus intense



Seules les corrélations W^{33}, W^2 et W^1 ont été mesurées. Dans cette expérience, les niveaux b et c étant faiblement alimentés par rapport au niveau a, nous avons soustrait d'une part la corrélation W^{22}, connue par l'expérience α, de la corrélation W^2_β, et de même la corrélation W^1 de la corrélation W^1_β.

Dans cette analyse, on se sert des développements en polynômes de Legendre des diverses fonctions :

$$W^{pq} = \sum_{k=0,2,4} A_k^{pq}\, P_k(\cos\theta) = A_o^{pq}\left[1 + \sum_{k=2,4} a_k^{pq}\, P_k(\cos\theta)\right]$$

Les expériences α et β étant faites à la même énergie de bombardement, $\rho_{ko}(a)$ a été éliminé entre les coefficients normalisés des corrélations W^{33} et W^{32} puis W^{33} et W^{31}. Les sélections d'énergie n'étant pas les mêmes entre les expériences α et β, nous avons relié

les différentes intensités $A_{o\ M}^{M}$ (M = α ou β), par la relation

$$A_{oM}^{pq} = I_M N_{pM} N_{pM} \vartheta_{pM} \gamma_{qM} C_{pqM}$$

dans laquelle :

I_M	est la charge Q
N_{pM}	le nombre de neutrons n_p
ϑ_{pM} et γ_{qM}	les efficacités totales pour n_p et γ_q
C_{pqM}	l'efficacité de coïncidence entre le n_p et γ_q

L'expérience α donne les relations suivantes :

$$A_{o\alpha}^{2} = A_{a\alpha}^{22}$$

$$A_{o\alpha}^{1} = A_{o\alpha}^{21} + A_{o\alpha}^{11}$$

$$\frac{\gamma_{1\alpha}}{\gamma_{2\gamma}} \frac{C_{21\alpha}}{C_{22\alpha}} = \frac{A_{o\alpha}^{21}}{A_{o\alpha}^{22}}$$

Les premiers membres étant connus, nous déduisons $A_{o\alpha}^{2}$, $A_{o\alpha}^{21}$ et $A_{o\alpha}^{11}$.

L'expérience β donne de même :

$$A_{o\beta}^{3} = A_{o\beta}^{33}$$

$$A_{o\beta}^{2} = A_{o\beta}^{32} + A_{o\beta}^{22}$$

$$A_{o\beta}^{1} = A_{o\beta}^{31} + A_{o\beta}^{21} + A_{o\beta}^{11}$$

$A^{22}_{o\beta}$, $A^{21}_{o\beta}$, $A^{11}_{o\beta}$ étant des facteurs petits, nous préférons relier directement $A^{32}_{o\beta}$ et $A^{31}_{o\beta}$ aux valeurs expérimentales $A^{2}_{o\beta}$ et $A^{1}_{o\beta}$ connues avec plus de précision. Pour cela nous avons évalué $A^{22}_{o\beta}$ et $A^{11}_{o\beta}$ à partir de l'expérience α par les relations :

$$\frac{A^{22}_{o\beta}}{A^{22}_{o\alpha}} = \frac{I_\beta}{I_\alpha} \quad \frac{\nu_{2\beta}}{\nu_{2\alpha}} \quad \frac{C_{22\beta}}{C_{22\alpha}}$$

$$\frac{A^{11}_{o\beta}}{A^{11}_{o\alpha}} = \frac{I_\beta}{I_\alpha} \quad \frac{\nu_{1\beta}}{\nu_{1\alpha}} \quad \frac{C_{11\beta}}{C_{11\alpha}}$$

et $A^{21}_{o\beta}$ à partir de $A^{22}_{o\beta}$ par la relation :

$$\frac{A^{21}_{o\beta}}{A^{22}_{o\beta}} = \frac{\gamma_{1\beta}}{\gamma_{2\beta}} \quad \frac{C_{21\beta}}{C_{22\beta}}$$

Nous avons résolu ce système de six équations à six inconnues et obtenu un jeu de valeurs pour $A^{23}_{o\beta}$, $A^{32}_{o\beta}$, $A^{22}_{o\beta}$, $A^{31}_{o\beta}$, $A^{21}_{o\beta}$, $A^{11}_{o\beta}$.
Puis pour vérifier si l'on avait bien estimé les différents rapports avec leurs erreurs, une relation supplémentaire a été introduite :

$$\frac{A^{32}}{A^{31}} = \frac{\gamma_{2\beta}}{\gamma_{1\beta}} \quad \frac{C_{32\beta}}{C_{31\beta}}$$

Un autre jeu de valeurs a été obtenu, en résolvant ce système par la méthode des moindres carrés et en prenant comme valeurs approchées pour les variables non linéaires les valeurs du premier système.

Les intensités étant connues avec la matrice d'erreurs associées, nous devons calculer les coefficients $a_{2\beta}^{32} = \frac{A_{2\beta}^{32}}{A_{o\beta}^{32}}$ et $a_{2\beta}^{31} = \frac{A_{2\beta}^{31}}{A_{o\beta}^{31}}$ en résolvant le système suivant :

$$A_{2\alpha}^{1} = A_{o\alpha}^{21} \, a_{2\alpha}^{21} + A_{o\alpha}^{11} \, a_{2\alpha}^{11}$$

$$A_{2\beta}^{2} = A_{o\beta}^{32} \, a_{2\beta}^{32} + A_{o\beta}^{22} \, a_{2\beta}^{22}$$

$$A_{2\beta}^{1} = A_{o\beta}^{31} \, a_{2\beta}^{31} + A_{o\beta}^{21} \, a_{2\beta}^{21} + A_{o\beta}^{11} \, a_{2\beta}^{11}$$

$$a_{2\beta}^{22} = a_{2\alpha}^{22}$$

$$a_{2\beta}^{21} = a_{2\alpha}^{21}$$

$$a_{2\beta}^{11} = a_{2\alpha}^{11}$$

$$\frac{a_{2\beta}^{32}}{a_{2\beta}^{31}} = \frac{a_{2\alpha}^{22}}{a_{2\alpha}^{21}}$$

Seul $a_{2\alpha}^{22}$ est connu, nous avons ainsi un système de 7 équations à 7 inconnues a_2. Connaissant a_2^{33} mesuré, et a_2^{32} et a_2^{31}, nous pouvons quadriller en fonction de δ_2 et δ_1 les fonctions :

$$\frac{a^{33}}{a_2^{32}} = \frac{Q_{k3}}{Q_{k2}} \frac{F_k(a,b,\delta_3)}{U_k(a,b,\delta_3)} \frac{1}{F_k(b,c,\delta_2)}$$

connaissant δ_3, et

$$\frac{a_2^{33}}{a_2^{31}} = \frac{Q_{k3}}{Q_{k1}} \frac{F_k(a,b,\delta_3)}{U_k(a,b,\delta_3)} \frac{1}{U_k(b,c,\delta_2)} \frac{1}{F_k(c,d,\delta_1)}$$

connaissant δ_3 et δ_2.

3 - 3 <u>CORRELATION DIRECTION-POLARISATION.</u>

La fonction V direction-polarisation se calcule à partir des équations (3-1) et (3-2), où les tenseurs $\mathcal{E}^{o\star}_{kK'}$ sont donnés par la formule (2-23).

En remarquant que :

$$Y_k^o(\theta,\varphi) = \frac{\hat{k}}{\sqrt{4\pi}} P_k(\cos\theta)$$

et $$Y_k^{\pm 2}(\theta,\varphi) = \frac{\hat{k}}{\sqrt{4\pi}} \left[\frac{(\hat{k}-2)!}{(\hat{k}+2)!}\right]^{1/2} P_k^2(\cos\theta) \cos 2\varphi$$

et en posant $G_k(L_1 L_1') = \left[\frac{(\hat{k}-2)!}{(\hat{k}+2)!}\right]^{1/2} \frac{(L_1\, 1, L_1'\, 1|k2)}{(L_1\, 1, L_1' -1|ko)}$

on obtient pour un polarimètre idéal ($S_1/S_0 = 1$)

$$W(\theta,\varphi) = \frac{S_o}{2} \sum (-)^{b-a} \rho_{ko} (a\,a) \delta_1^{r_1} \quad \bar{Z}_1$$

$$x \qquad \left[P_k(\cos\theta) - (-)^{\pi'} G_k P_k^2(\cos\theta) \cos 2\varphi\right]$$

La polarisation plane normalisée, P_1, est alors :

$$P_1 = \frac{|a_x|^2 - |a_y|^2}{|a_x|^2 + |a_y|^2} = \frac{W(\theta, o) - W(\theta, 90)}{W(\theta, o) + W(\theta, 90)} = -(-)^{\pi'} \frac{\sum \rho_{ko} A_k^{\gamma}(p) P_k^2(\cos\theta)}{\sum \rho_{ko} A_k^{\gamma} P_k(\cos\theta)} = -p$$

où $A_k^{\gamma}(p) = \sum_{L_1 L_1'} \delta_1^{r_1} \quad \bar{Z}_1 \; G_k$

Les coefficients $a_k = \dfrac{A_k}{A_o}$ de la distribution angulaire étant mesurés, on peut obtenir ρ_{ko} et le remplacer dans la fonction obtenue :

$$(3\text{-}7) \qquad p = (-)^{\pi'} \frac{\sum a_k (A_k^{\gamma}(p)/A_k^{\gamma}) P_k^2(\cos\theta)}{1 + \sum a_k P_k(\cos\theta)} = f(\delta, a, b)$$

k étant égal à 2 et 4.

La mesure de la polarisation est basée sur le fait que la diffusion d'un photon par effet Compton est préférentielle dans la direction perpendiculaire au vecteur électrique.

La section efficace de diffusion $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_c\ \varphi_c)$ est donnée par la formule de Klein-Nishina où θ_c est l'angle de diffusion du photon incident et φ_c l'angle entre les directions de la polarisation du photon incident (direction du vecteur électrique E) et le plan de diffusion. π_1 étant l'efficacité d'analyse, la mesure de la polarisation donne $\pi_1 p$ si l'on forme l'expression :

$$\frac{N(\theta_c 0^\circ) - N(\theta_c 90^\circ)}{N(\theta_c 0^\circ) + N(\theta_c 90^\circ)}$$

où $N(\theta_c 0^\circ) = N_0$ est le taux de comptage à l'angle $\varphi_c = 0$

et $N(\theta_c 90^\circ) = N_{90}$ " " " $\varphi_c = 90^\circ$

Ces taux de comptage se calculent facilement à partir des sections efficaces de diffusion $d\sigma(\theta_c 0^\circ) = d\sigma_0$ et $d\sigma(\theta_c 90^\circ) = d\sigma_{90}$, on obtient :

$$N_0 = |a_x|^2\ d\sigma_0 + |a_y|^2\ d\sigma_{90}$$

$$N_{90} = |a_x|^2\ d\sigma_{90} + |a_y|^2\ d\sigma_0$$

et en remplaçant dans la fonction $\pi_1 p$

$$\pi_1 p = \frac{d\sigma_{90} - d\sigma_0}{d\sigma_{90} + d\sigma_0} \cdot \frac{|a_y|^2 - |a_x|^2}{|a_y|^2 + |a_x|^2}$$

on tire $\pi_1 = \dfrac{d\sigma_{90} - d\sigma_0}{d\sigma_{90} + d\sigma_0}$; π_1 est maximale pour un angle θ_c voisin de 90°

π_1 pourra être calculée à partir de la formule de Klein-Nishina pour une géométrie étendue, mais également, on l'obtient expérimentalement à partir d'une mesure de polarisation d'un rayonnement gamma dont la polarisation plane est connue.

Connaissant π_1 et le rapport $\rho = \frac{N_{90}}{N_0}$ on déduit la polarisation par la formule

$$p = \frac{1}{\pi_1} \cdot \frac{1-\rho}{1+\rho}$$

Un facteur de normalisation η, (asymétrie instrumentale), peut être introduit dans la formule, alors :

$$p = \frac{1}{\pi_1} \frac{1-\rho/\eta}{1+\rho/\eta}$$

L'analyse d'une expérience est conduite en comparant la valeur expérimentale $p \pm \sigma(p)$ à l'expression théorique (3-7) définie plus haut $p = f(\delta, a, b)$; notons qu'une erreur est attachée à cette fonction puisqu'on y introduit les valeurs expérimentales de la distribution. Un programme a été écrit qui examine, pour chaque δ variant de moins l'infini à plus l'infini et pour différentes combinaisons de spin a et b, si la différence entre ces deux valeurs est inférieure à un écart-type. On obtient ainsi pour chaque cascade de spins choisis et pour chaque parité différentes valeurs du coefficient de mélange. Par d'autres expériences (par exemple Litherland et Ferguson I et II) on peut aussi déterminer des coefficients de mélange des mêmes transitions et on peut trouver souvent, par comparaison, une solution unique pour les spins et parités des niveaux étudiés et les coefficients de mélange des transitions entre ces niveaux.

3 - 4 CORRELATION ANGULAIRE GAMMA-GAMMA.

Conformément à la théorie des corrélations angulaires exposée auparavant, quand le noyau de spin a émet un rayonnement gamma de multipolarité L_2 avec un noyau résiduel de spin b, on a :

$$(3\text{-}8)\quad \rho_{k_b K_b}(b) \cdot \rho_{k_2 K_2}(L_2 L'_2) =$$

$$\sum \rho_{kK}(a)\,(k_b K_b, k_2 K_2 | kK)\,\hat{a}^2 \hat{k}_b \hat{k}_2 \begin{Bmatrix} b & L_2 & a \\ b & L'_2 & a \\ k_b & k_2 & k \end{Bmatrix} \langle b \| L_2 \| a \rangle \langle b \| L'_2 \| a \rangle^*$$

De même, le dernier processus élémentaire, -émission d'un rayonnement gamma de multipolarité L_1 avec un noyau résiduel de spin c -donne

$$(3\text{-}9)\quad \rho_{k_c K_c}(c) \cdot \rho_{k_1 K_1}(L_1 L'_1) =$$

$$\sum \rho_{k_b K_b}(b)\,(k_c K_c, k_1 K_1 | k_b K_b)\,\hat{b}^2 \hat{k}_c \hat{k}_1 \begin{Bmatrix} c & L_1 & b \\ L & L'_1 & b \\ k_c & k_1 & k_b \end{Bmatrix} \langle a | L_1 \| b \rangle \langle c \| L'_1 \| b \rangle$$

La fonction de corrélation est :

$$W = \sum \rho_{k_c K_c}(c)\, \rho_{k_1 K_1}(L_1 L'_1)\, \rho_{k_2 K_2}(L_2 L'_2)\, \varepsilon^*_{k_c K_c}(c)$$

$$\varepsilon^*_{k_2 K_2}(L_2 L'_2)\, \varepsilon^*_{k_1 K_1}(L_1 L'_1)$$

la sommation s'étendant à tous les indices et nombres quantiques. Le produit des tenseurs statistiques, figurant dans cette formule, s'obtient en combinant (3-8) et (3-9).

La particule c n'étant pas détectée on a :

$$\varepsilon_{k_c K_c}(c) = \hat{c}\ \delta_{k_c o}\ \delta_{K_c o}$$

ce qui entraîne dans (3-9) $k_b = k_1$ et $K_b = K_1$. D'autre part, le niveau étant aligné, dans (3-8) $K_b = -K_2$, car $K = 0$, donc $K_1 = -K_2$.

Les tenseurs $\varepsilon_{k_i K_i}(L_i L'_i)$, $i = 1,2$, s'écrivent d'après (2-22) :

$$\varepsilon_{k_i K_i}(L_i L'_i) = \frac{4\pi}{\hat{k}_i}\ Y_{k_i}^{K_i}(\theta_i\ \varphi_i)\ \varepsilon^{o}_{k_i o}(L_i L'_i)$$

On définit alors les fonctions angulaires :

$$X^{K'}_{k_i k_2}(\theta_1 \theta_2 \varphi) = 4\pi\ (-)^{|K'|}\ Y_{k_1}^{+K'}(\theta_1\ \varphi_1)\ Y_{k_2}^{-K'}(\theta_2\ \varphi_2)$$

$$= \hat{k}_1 \hat{k}_2 \left[\frac{(k_2-K')!(k_2-K')!}{(k_1+K')!(k_2+K')!}\right]^{1/2} P_{k_1}^{K'}(\cos\theta_1) P_{k_2}^{K'}(\cos\theta_2) \cos K'\varphi$$

où $\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$ et $K' = K_1 = -K_2$

On voit que la corrélation ne dépend que de la différence entre les angles azimutaux des deux compteurs.

L'expression de la corrélation angulaire s'écrit alors :

$$(3\text{-}10) \quad W(\theta_1 \theta_2 \varphi) = \sum W(\alpha) \delta_1^{r_1} \delta_2^{r_2} \; C_{k_1 k_2}^{K'} \; Q_{k_1} \; Q_{k_2} \; X_{k_1 k_2}^{K'}$$

La sommation portant sur les indices : $k_1 k_2 K' \; \alpha \; L_1 L_1' \; L_2 L_2'$ avec

$L_1 \leqslant L_1'$, $L_2 \leqslant L_2'$, $K' > 0$ et $\leqslant \min(k_1, k_2)$.

Les coefficients $C_{k_1 k_2}^{K'}$ ont été tabulés par Smith (En 62) ; leurs expressions sont :

$$C_{k_1 k_2}^{K'} = \sum_k (-)^f \, 2^n \hat{a}^2 \hat{b}^2 \hat{L}_1 \hat{L}_1' \hat{L}_2 \hat{L}_2' (a\alpha, a-\alpha | ko)(L_1 1, L_1' -1 | k_1 o)$$

$$(L_2 1, L_2' -1 | k_2 o)(k_2 -K', k_1 K' | ko) \begin{Bmatrix} b & L_2 & a \\ b & L_2' & a \\ k_1 & k_2 & k \end{Bmatrix} W(L_1 b L_1' b; c k_1)$$

avec $f = a-b+c+L_1'+L_2+L_2'-\alpha+K'$

et $2^n = (2-\delta_{L_1 L_2'})(2-\delta_{L_2 L_2'})(2-\delta_{Ko})$

En se limitant au mélange multipolaire dipolaire-quadripolaire ($k_1, k_2 \leqq 4$), la fonction de corrélation comprend 19 équations indépendantes dans lesquelles le nombre d'inconnues à déterminer (δ_1, δ_2, $W(\alpha)$)n'excède souvent pas cinq. Il est alors suffisant, en général, de mesurer la corrélation dans un certain nombre de "géométries" obtenues en fixant l'un des

détecteurs gamma dans une position spécifique. Il existe, suivant le tableau suivant, 7 géométries indépendantes :

géométrie	θ_1	θ_2	φ
1	variable	90^o	180^o
2	90^o	V	180^o
3	V	0^o	0^o
4	0^o	V	0^o
5	90^o	90^o	W
6	90^o	V	90^o
7	V	90^o	90^o

Les avantages sont nombreux :

- le compteur fixe peut servir de moniteur de la réaction
- lorsque θ_1 ou θ_2 ou $\varphi = 90^o$, alors K'est pair car $P_k^{K'}(\cos 90^o) = 0$, si k-K'est impair il ne reste que 14 paramètres $C_{k_1 k_2}^{K'}$ indépendants.
- lorsque θ_1 ou $\theta_2 = 0^o$ ou 180^o alors seulement les coefficients $C_{k_1 k_2}^{o}$ interviennent (9 paramètres indépendants) car $P_k^{K'}(\cos 0) = \delta_{K'o}$.
- D'autre part, la fonction angulaire, dépendant uniquement d'un angle variable, peut être développée en une somme de polynomes de Legendre et la fonction de corrélation prend la forme

$$W^i(\theta) = \sum_k a_k^i P_k(\cos\theta) \qquad \text{pour } i = 1, 2, 3, 4, 6, 7$$

et

$$W^i(\varphi) = \sum_k a_k^i \cos K'\varphi \qquad \text{pour } i = 5$$

i étant le numéro des géométries.

Il y a deux méthodes d'analyse des résultats des corrélations gamma-gamma. Les valeurs Y_i de la fonction de corrélation ont été déterminées pour différentes combinaisons des angles θ_1, θ_2, φ (dans notre cas 16 positions). Comme dans l'analyse des corrélations particule-gamma, on recherche le minimum de l'équation

$$E = \sum_i p_i (W_i - Y_i)^2$$

afin de déterminer les inconnues de populations, W (α), et de coefficients de mélange, δ_1 et δ_2, en quadrillant en fonction de δ_1 et δ_2.

Le principe de la deuxième méthode consiste à calculer les coefficients a_2 et a_4 des différentes géométries et ensuite à minimiser l'expression :

$$E = \sum_{ij} (\alpha_i - a_i)(\alpha_j - a_j)\,(X^{-1})_{ij}$$

par rapport aux inconnues. α_i et α_j sont les coefficients de la fonction de corrélation, a_i et a_j les valeurs expérimentales et (X^{-1}) la matrice d'erreurs corrélées des coefficients a. Ce calcul a été programmé par Bertini sur ordinateur ; il est plus délicat que le premier car les populations doivent être déterminées dans un calcul itératif.

CHAPITRE IV

EXPERIENCES

4. 1. - INTRODUCTION

Considérant uniquement les forces à deux corps, les fonctions d'ondes de tous les états nucléaires de la configuration $(f_{7/2})$ peuvent, en principe, être déterminées par la connaissance des huit niveaux d'énergie et des spins des états $(f_{7/2})^2$ du ^{42}Sc ou des états $(f_{7/2})(f_{7/2})^{-1}$ du ^{48}Sc. De nombreux auteurs ont étudié le noyau ^{42}Sc (Ne 65, Cl 65, Ri 66, Zu 66, Sc 67). Le noyau ^{48}Sc avait été jusqu'alors peu étudié. Le spin 6^+ du niveau fondamental a été déterminé par la corrélation bêta-gamma polarisé circulairement (Va 58, Ma 65, Va 66) ; une confirmation a été apportée par une mesure de résonance magnétique en faisceau atomique (Re 67). Elwyn et al. (El 58) donnent un schéma des niveaux obtenus par la mesure des temps de vols des neutrons dans la réaction $^{48}Ca\ (p,n)^{48}Sc$. Ce schéma est en bon accord avec celui donné par Ferguson et al., déterminé en mesurant l'énergie des seuils de neutrons (Fe59). El-Nadi et al. (EL 65, en étudiant la même réaction, ont donné un premier schéma de désintégration (figure 4) et les courbes d'excitation entre 1.2 et 2.5 MeV des rayonnements gamma de 370, 500, 760 keV ; ils ont ainsi déterminé une forte résonance à 1.97 MeV pour le rayonnement gamma de 760 keV et une autre à 2.50 pour le rayonnement de 500 keV.

Chasman et al. (Ch 65) ont aussi étudié les niveaux du ^{48}Sc excités dans la réaction $^{48}Ca\ (p,n)\ ^{48}Sc$: par analyse spectroscopique directe et en coïncidence des rayonnements gamma, en employant un détecteur GeLi, et par une mesure d'énergie des groupes de neutrons détectés dans un compteur proportionnel. Ils ont confirmé les résultats précédents (Figure 4) et pour la première fois, ont constaté l'existence de deux transitions de 131 et 122 keV en cascade directe. De plus, ils donnent une

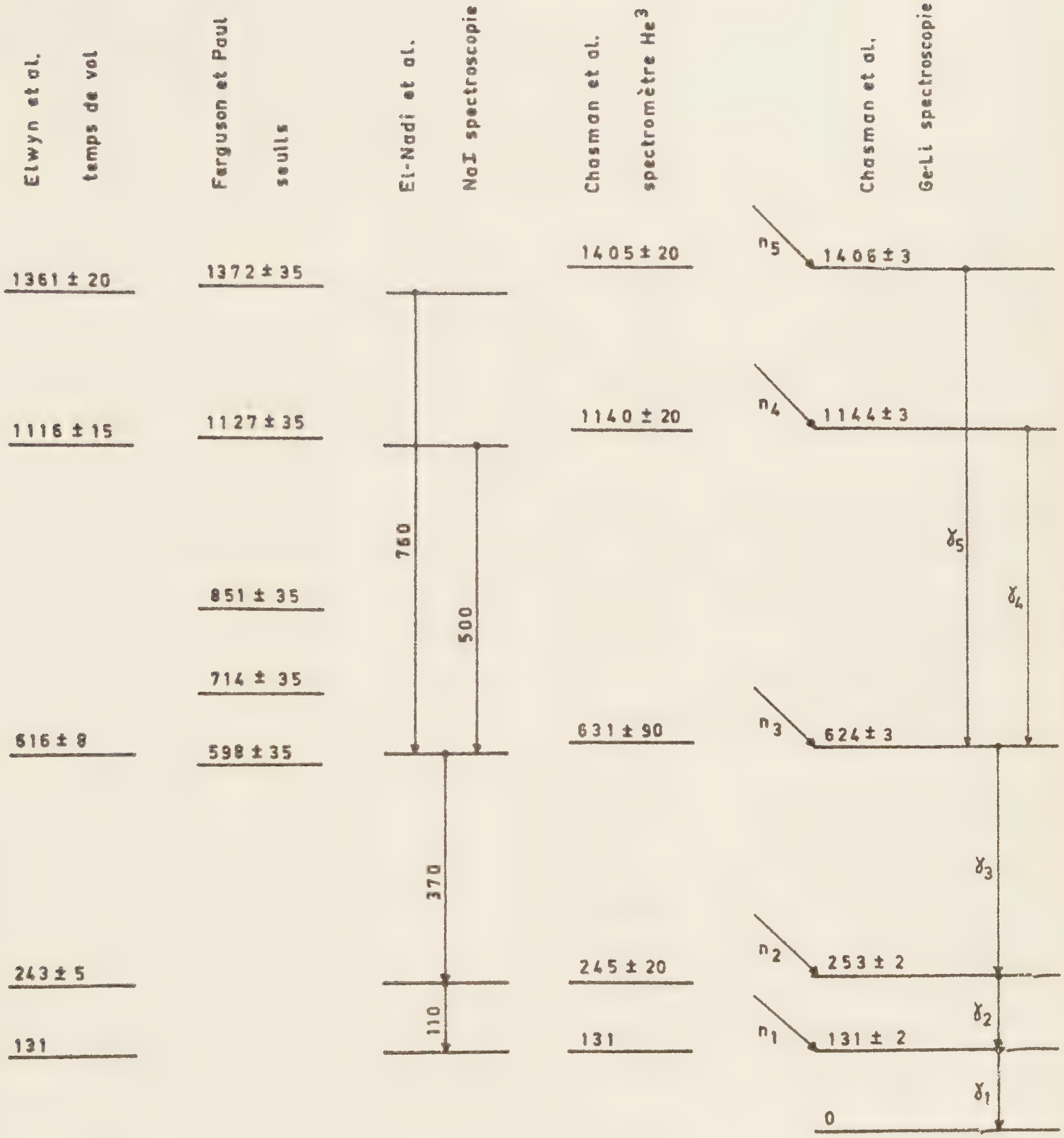


Figure 4 :Schéma de désintégration du ^{48}Sc

Les énergies des rayons $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3, \gamma_4, \gamma_5$

données par Chasman et al. sont 131±2, 122±2, 370±2, 520±2 et 782±2 Kev.

limite de 10^{-8} sec du temps de vie de tous les niveaux inférieurs à 1500 keV et une limite de 3 % des rapports d'embranchement. En exposant que les premiers niveaux appartiennent à la cascade $f_{7/2}$ ils établissent un schéma des niveaux du ^{48}Sc et proposent des spins pour ces niveaux.

Mais tous ces résultats n'étaient pas suffisants pour déterminer les niveaux de la couche $f_{7/2}$. Nous avons donc envisagé de faire une étude spectroscopique plus approfondie et de déterminer les spins et parités des premiers niveaux excités du ^{48}Sc, afin de déterminer les niveaux de la configuration $(f_{7/2})^{+1}$ $(f_{7/2})^{-1}$.

Dans la réaction ^{48}Ca (p, n) ^{48}Sc tous les niveaux de la configuration peuvent théoriquement être formés, mais si le spin du niveau final est élevé la probabilité de formation est faible à cause des grands moments de transfert. Par contre dans la réaction ^{50}Ti (d α) ^{48}Sc seuls les niveaux de spins impairs élevés sont fortement alimentés (les spins pairs sont interdits) si on considère cette réaction comme le transfert d'un deuteron de la couche $f_{7/2}$.

Nous avons donc envisagé de faire, en utilisant la réaction ^{48}Ca (p, n) ^{48}Sc, des mesur s de corrélations angulaires et de polarisation planes de rayonnements gamma qui permettent d'atteindre les spins et parités des niveaux sans faire intervenir le mécanisme de réaction.

Toutes nos expériences ont été faites à l'accélérateur Van de Graaff 3 MeV du laboratoire. Nous disposions d'une énergie suffisante pour atteindre les cinq premiers niveaux obtenus dans cette réaction (Q = - 493 keV). Nous avons d'abord mesuré les corrélations angulaires gamma-gamma des rayonnements gamma en cascade : 782 - 370 , 520 - 370 , 782 - 126, 520 - 126 et 370 - 126 keV, et , d'autre part, les distributions angulaires et les polarisations planes des rayonnements gamma de 370, 520 et 782 keV. Ces mesures ont été faites

avant de connaître les résultats de Chasman (Ch 65). L'existence des deux rayonnements gamma de 131 et 122 keV, non résolus dans ces expériences, rend difficilement exploitables les corrélations angulaires comprenant le rayonnement composé de 126 keV (131 + 122 keV). Nous avons mis alors au point une technique de mesure de coïncidences neutron - gamma , en employant un détecteur GeLi, afin de mesurer les corrélations neutron-gamma.

Dans toutes ces expériences, les cibles employées ($CaCO_3$ enrichi à 45 % et 95 % en ^{48}Ca) étaient déposées sur carbone épais ; leurs épaisseurs, mesurées à la résonance de 1.97 MeV du rayonnement gamma de 782 keV, étaient environ 125 keV.

Toutes les mesures ont été faites à l'aide d'un analyseur 400 canaux et tous les spectres obtenus ont été enregistrés sur bande perforée afin d'être analysés par l'ordinateur I. B. M. 360-40 du laboratoire.

Dans la suite de notre exposé, nous désignerons les différents rayonnements gamma d'énergies de 131, 122, 370, 520, 782 keV par $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3, \gamma_4, \gamma_5$ et, de même, les différents groupes de neutrons alimentant les niveaux excités aux énergies de 131, 253, 624, 1144, 1406 keV par n_1 , n_2 , n_3 , n_4 , n_5. Nous noterons aussi, par exemple, la corrélation entre le groupe de neutron n_1 et le rayonnement γ_1 : "la corrélation $(n_1 - \gamma_1)$" ; lorsqu'on parlera de coïncidence entre le rayonnement γ_1 et le rayonnement γ_2 , on notera : la "coïncidence $(\gamma_1 - \gamma_2)$".

4. 2. - CORRELATIONS NEUTRON-GAMMA PAR LA METHODE II DE LITHERLAND ET FERGUSON.

A - Dispositif expérimental.

1) Principe de détection de neutrons rapides.

Les différents scintillateurs à réponse rapide utilisés pour détecter des neutrons sont également sensibles aux rayonnements gamma. Il existe deux techniques pour discriminer les neutrons des rayonnements gamma : par le temps de vol ou par la forme de l'impulsion. La méthode par le temps de vol a l'avantage de donner une raie monoénergétique et, de ce fait, une meilleure sélection entre les différents groupes de neutrons.

Le temps de vol sera déterminé en mettant en coïncidence rapide, dans un convertisseur temps-amplitude, le signal d'origine du temps (signal donné par faisceau pulsé ou par détection d'un rayonnement gamma prompt de la réaction) et le signal retardé correspondant au neutron. La vitesse des neutrons est donnée par la formule suivante :

$$v(cm/sec) = 1.38\ E(MeV) \cdot 10^9$$

Dans nos expériences, le signal d'origine du temps nous était donné par la détection d'un rayonnement gamma dans un scintillateur NaI (1 3/4" x 2") monté sur un photomultiplicateur 153 AVP, ou dans un détecteur GeLi de 8 cm^3.

2) Choix du détecteur de neutrons et son calibrage en énergie.

La technique du temps de vol exigeant des coïncidences rapides, notre choix a porté sur le scintillateur plastique Ne102 (constante de décroissance $\tau = 3 \cdot 10^{-9}$ s) ; il est plus simple à utiliser qu'un scintillateur liquide et l'on peut, en le taillant, lui donner la forme

voulue. Ceci est important, car, selon le temps de vol et l'efficacité désirés, on doit à la fois placer le détecteur à une distance déterminée et avoir un angle solide suffisant (1 % environ).

Selon la taille du détecteur, nous avons pris comme photomultiplicateur soit un 56 AVP soit un 58 AVP (Radiotechnique). La différence du temps de collection des photoélectrons entre les deux photomultiplicateurs est inférieur à 0.2 ns.

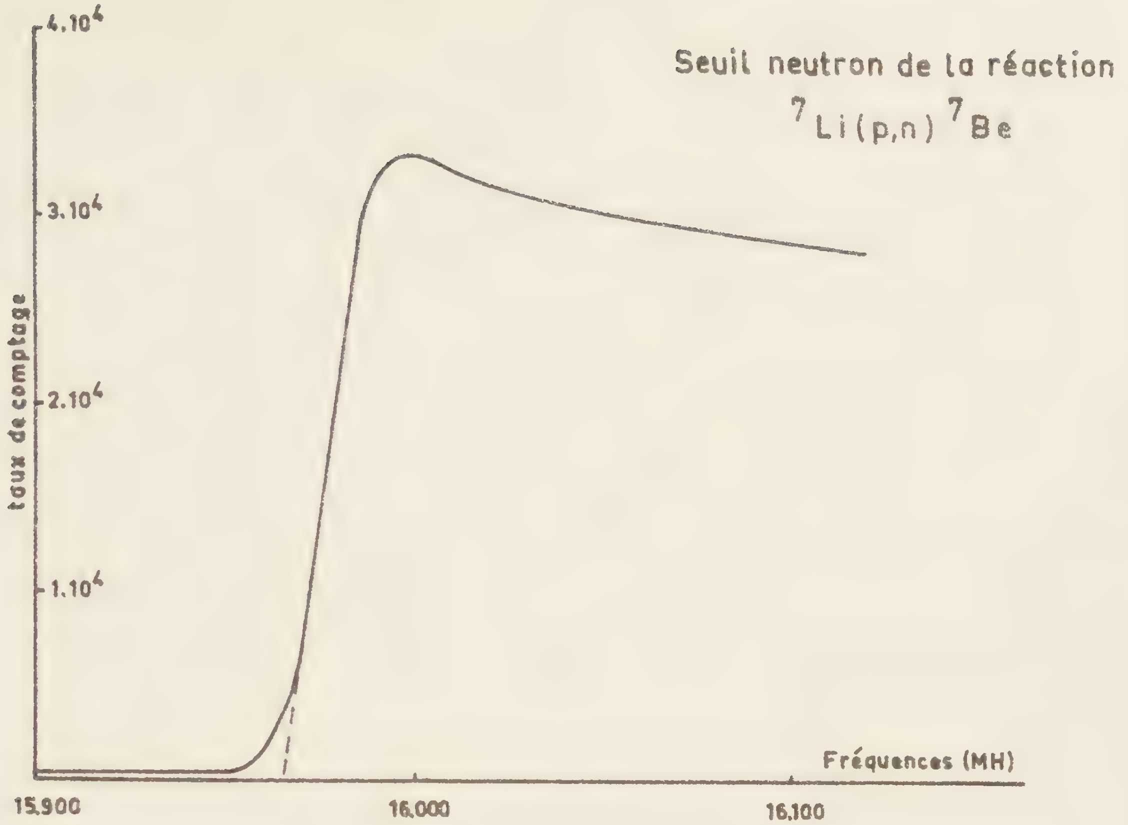
Pour calibrer en énergie le compteur neutron, nous avons essayé d'utiliser la réaction $^7Li\,(p,n)\,^7Be$. L'énergie du seuil de cette réaction (E_s = 1881 . 19 keV) a été utilisée comme calibrage de l'accélérateur (Figure 5) ; le scintillateur employé NE 905 (verre contenant du Lithium, activé au Cérium, sensible aux neutrons lents) était placé à zéro degré par rapport au faisceau. Mais dans cette réaction, le spectre de neutrons est fortement perturbé par les rayonnements gamma ; nous avons donc été amenés à utiliser la réaction $^3H\,(p,n)\,^3He$ (E_s = 1019 keV), qui a l'avantage de fournir un seul groupe de neutrons monoénergétiques (figure 5) sans émission d'aucun rayonnement gamma.

Nous avons, en outre, établi un diagramme d'équivalence entre les sorties de lumière dues respectivement à la détection de différents groupes de neutrons et de différents rayonnements gamma (Figure 6).

D'autre part nous avons accolé, devant le compteur, une plaque de plomb d'un demi centimètre d'épaisseur afin d'absorber les rayonnements γ de basses énergies, l'absorption des neutrons restant très faible.

3) Appareillage électronique et mise au point du circuit de coïncidences rapides.

Le dispositif électronique consiste en un montage classique de coïncidences "lent-rapide". La signal d'anode des photomul-


Seuil neutron de la réaction
$^7Li(p,n)^7Be$
4.10⁴
3.10⁴
2.10⁴
1.10⁴
taux de comptage
Fréquences (MH)
15.900
16.000
16.100

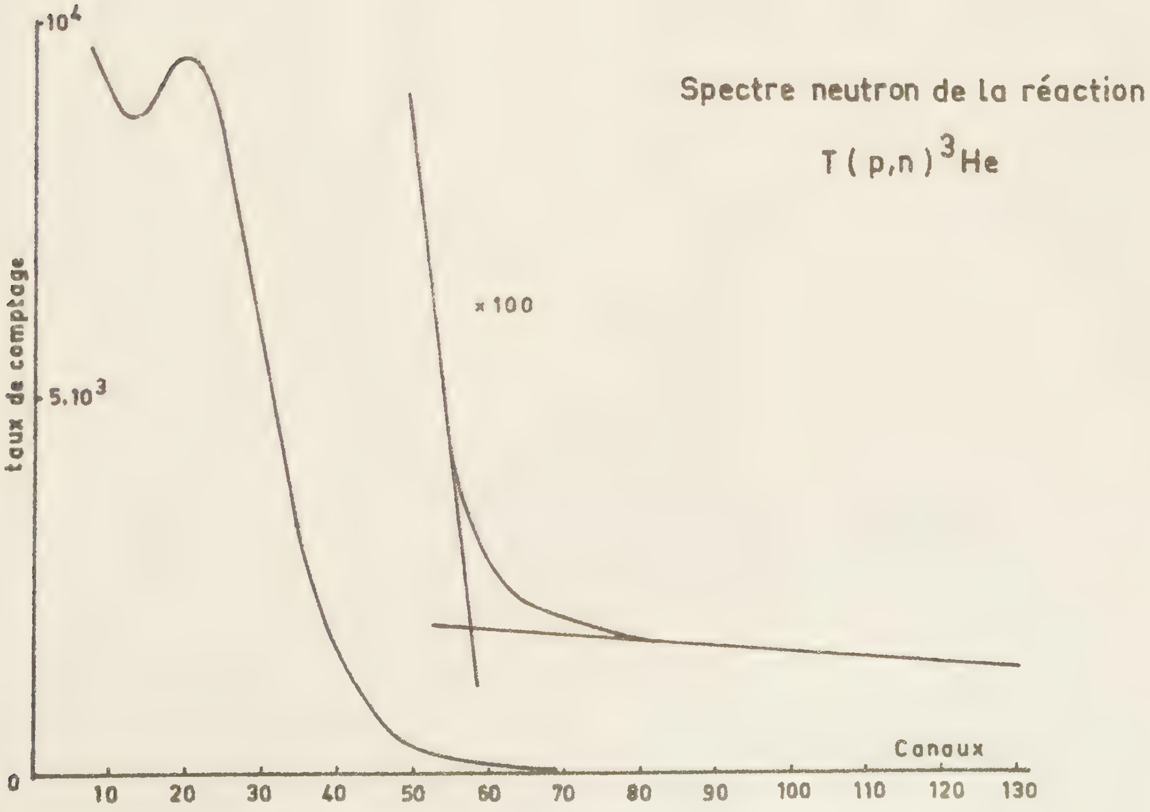

Spectre neutron de la réaction
$T(p,n)^3He$
10⁴
5.10³
0
taux de comptage
x 100
Canaux
10 20 30 40 50 60 70 80 90 100 110 120 130

Figure 5

Figure 6 : Comparaison des sorties de lumière entre neutrons et électrons détectés dans un scintillateur NE 102

tiplicateurs est envoyé, après différentiation, dans deux discriminateurs montés en série. Le signal rapide du détecteur GeLi est pris après le cascode d'un préamplificateur de charge, puis amplifié dans un amplificateur rapide et saturé dans un limiteur rapide à seuil construit au laboratoire d'après la référence (Be 65). Le signal est ensuite envoyé dans deux discriminateurs montés en série. Dans le cas où un détecteur GeLi est utilisé, le schéma complet du dispositif est donné figure 7. Dans chacune des voies, nous avons utilisé deux discriminateurs, de façon à diminuer la fluctuation sur la longueur des impulsions délivrées par le premier discriminateur. De plus, cela permet d'interposer un grand délai (500 ns) entre les discriminateurs sans que l'impulsion de sortie soit perturbée (mesure des coïncidences fortuites).

L'impulsion différenciée de l'anode du compteur de neutrons pouvant donner lieu à un double déclenchement, cette impulsion est prélevée à la sortie du premier discriminateur, afin de fermer la porte du deuxième discriminateur après le passage du signal.

La mise au point du circuit de coïncidences rapides (GeLi plastique) fut faite à l'aide d'une source de ^{22}Na (511 keV) ; nous nous mettons ainsi dans les conditions de l'expérience, car l'énergie du rayonnement gamma de 511 keV est équivalent à l'énergie d'un neutron de 1300 keV. La base de temps d'analyse a été choisie à 150 ns pour permettre d'explorer tout le spectre, les temps de vol étant de l'ordre de 50 ns.

Nous disposions d'un détecteur GeLi coaxial non symétrique de 8 cm^3 de volume, qui nous avait été prêté par le Département de Chimie Nucléaire. Pour minimiser les grandes fluctuations en temps des impulsions, nous avons pris l'information de temps au début de l'impulsion en plaçant un seuil, le plus bas possible, à 15 keV. Ainsi l'effet de la composante lente, due aux porteurs créés loin des électrodes,

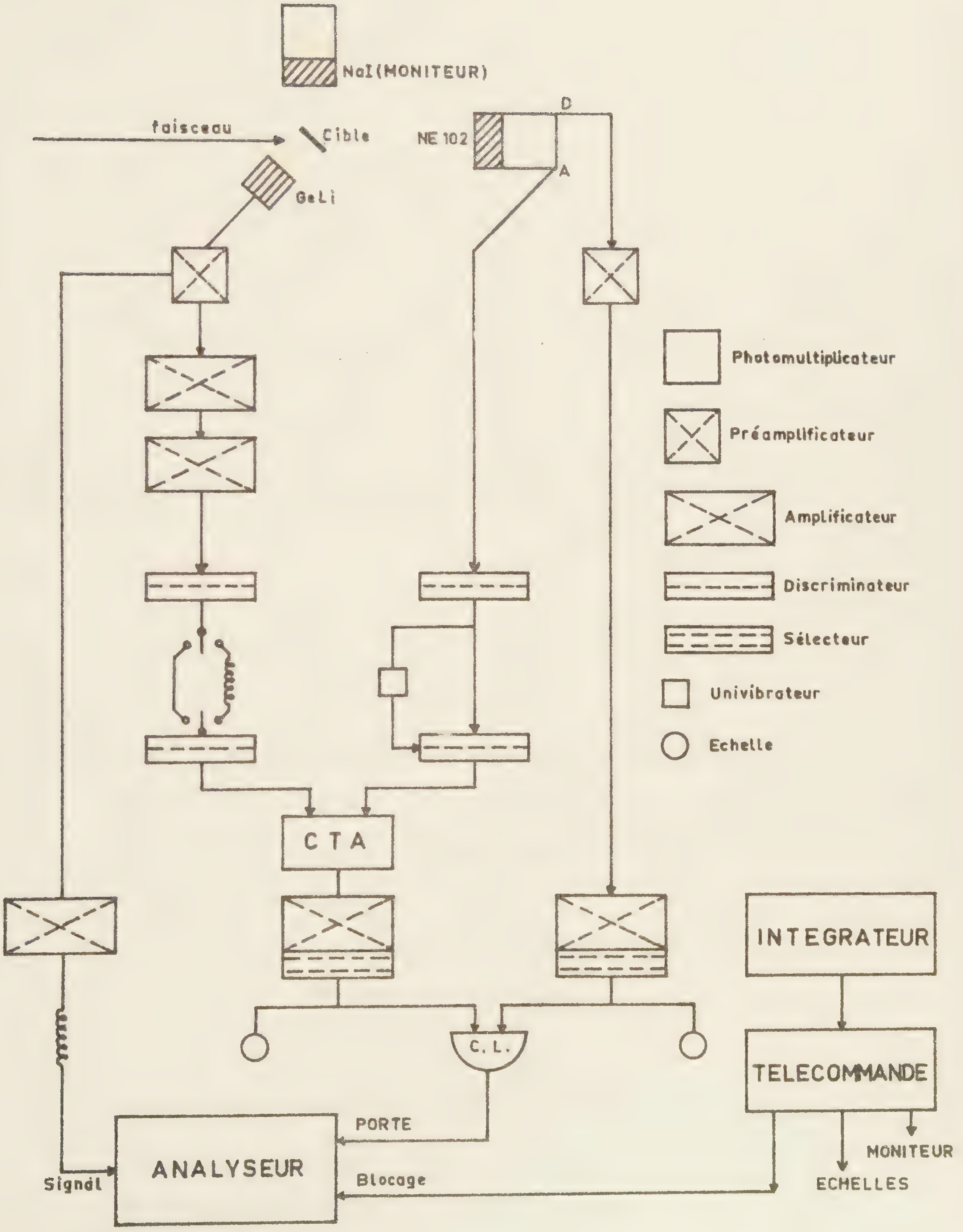


Figure 7 : Schéma d'ensemble du dispositif du circuit électronique

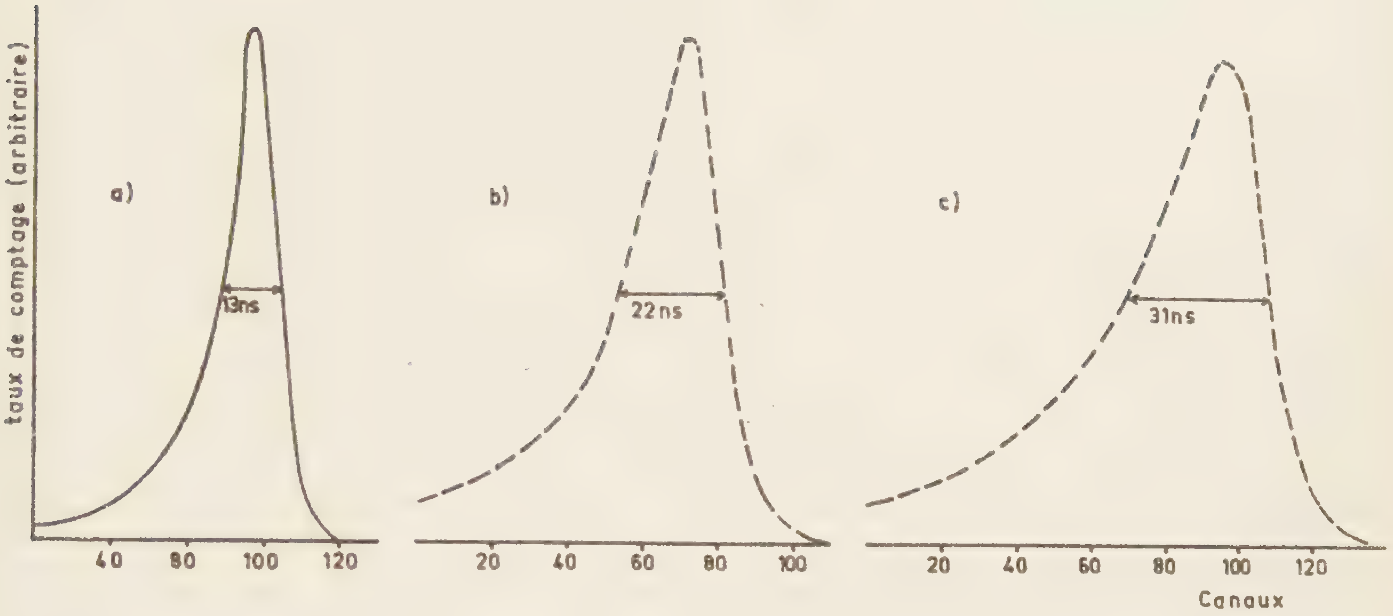


Figure 8 :Courbes de coïncidences promptes des radiations d'annihilation détectées dans un scintillateur plastique et dans un détecteur GeLi de 8cm^3 pour différentes selections d'énergie sur la voie linéaire de la diode

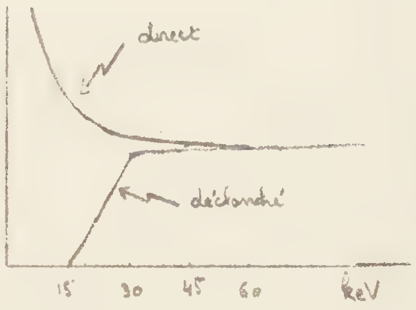
a) 355 Kev < E_γ < 385 Kev

b) 110 Kev < E_γ < 140 Kev

c) E_γ > 30 Kev

la sélection d'énergie du côté du compteur plastique restant fixe (E_γ>60 Kev). Nous avons obtenu dans ces trois conditions 13, 22 et 31 ns de temps de résolution à demi-hauteur.

est fortement diminuée (Ma 65, Gr 66, St 66, Ge 66, Pi 66).
Le seuil était franc jusqu'à 30 keV (avec une perte de 10 % environ du taux de comptage, mais nous avons constaté un seuil mou jusqu'à 60 keV. Cela est sans doute dû à la perte, dans le discriminateur, l'impulsion ayant un temps de montée très mauvais. Ce phénomène doit être diminué en employant un détecteur symétrique ; le champ étant uniforme, la fluctuation en temps est deux fois plus petite que pour un détecteur non symétrique (Ku 67). Les temps de résolutions obtenus dans différentes conditions d'énergie sont donnés (Figure 8).



D'autre part, le seuil sur la voie rapide des neutrons a été mesuré (correspondant à des neutrons d'énergie de 250 keV environ) en utilisant une source de ^{22}Na.

4) Géométrie d'analyse et test.

Le compteur de neutrons était placé à zéro degré par rapport au faisceau , avec un angle solide inférieur au pour cent. Pour éliminer les neutrons, émis dans tout l'angle solide, qui après diffusion sur la boîte de cible ou la table de distribution, sont détectés, plusieurs précautions ont été prises.

Des matériaux riches en hydrogène ont été employés afin d'absorber le maximum d'énergie et de réduire l'angle de diffusion. En effet, les vitesses de la particule avant et après diffusion sont reliées dans le système du laboratoire par la formule suivante :

$$\left(\frac{v_1}{v_o}\right)^2 - \frac{2\mu}{m_2}\left(\frac{v_1}{v_o}\right)\cos\theta - \frac{m_2 - m_1}{m_2 + m_1} = 0$$

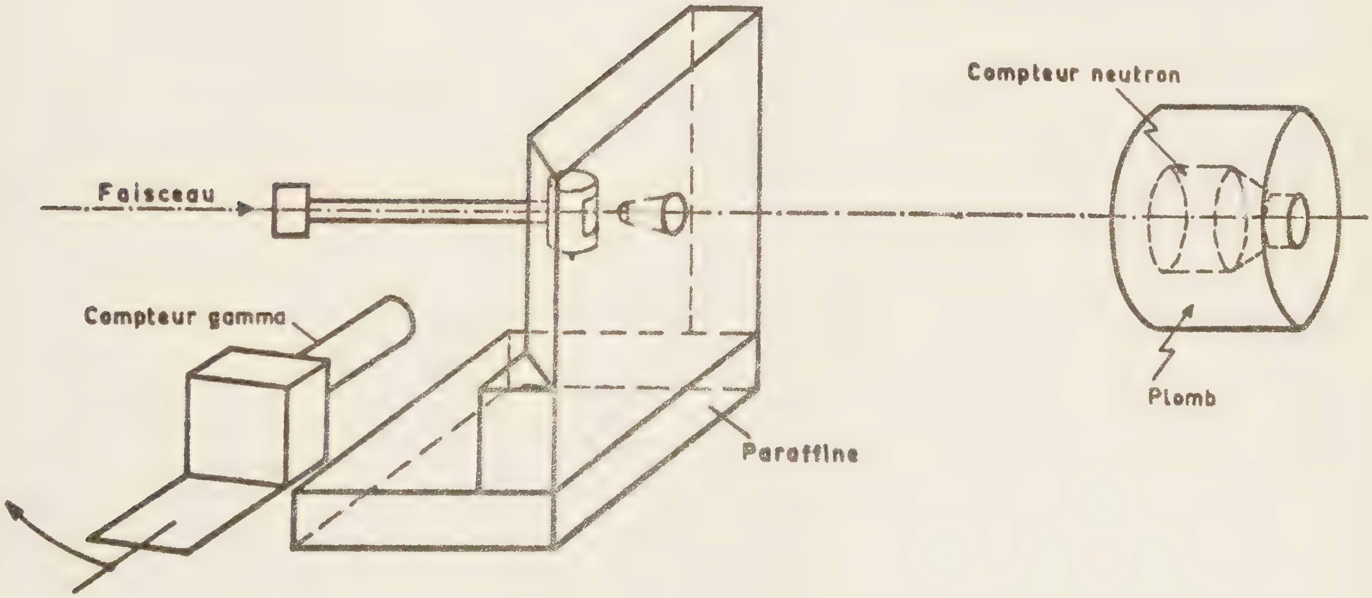
μ étant la masse réduite.

Dans le cas particulier de la diffusion neutron-proton ($m_1 = m_2 = 1$), la formule se réduit à

$$\left(\frac{v_1}{v_o}\right) = \cos\theta$$

et l'on voit que si $\theta = 90^o$, le neutron est complètement absorbé.

Nous montrons ci-dessous le dispositif expérimental.



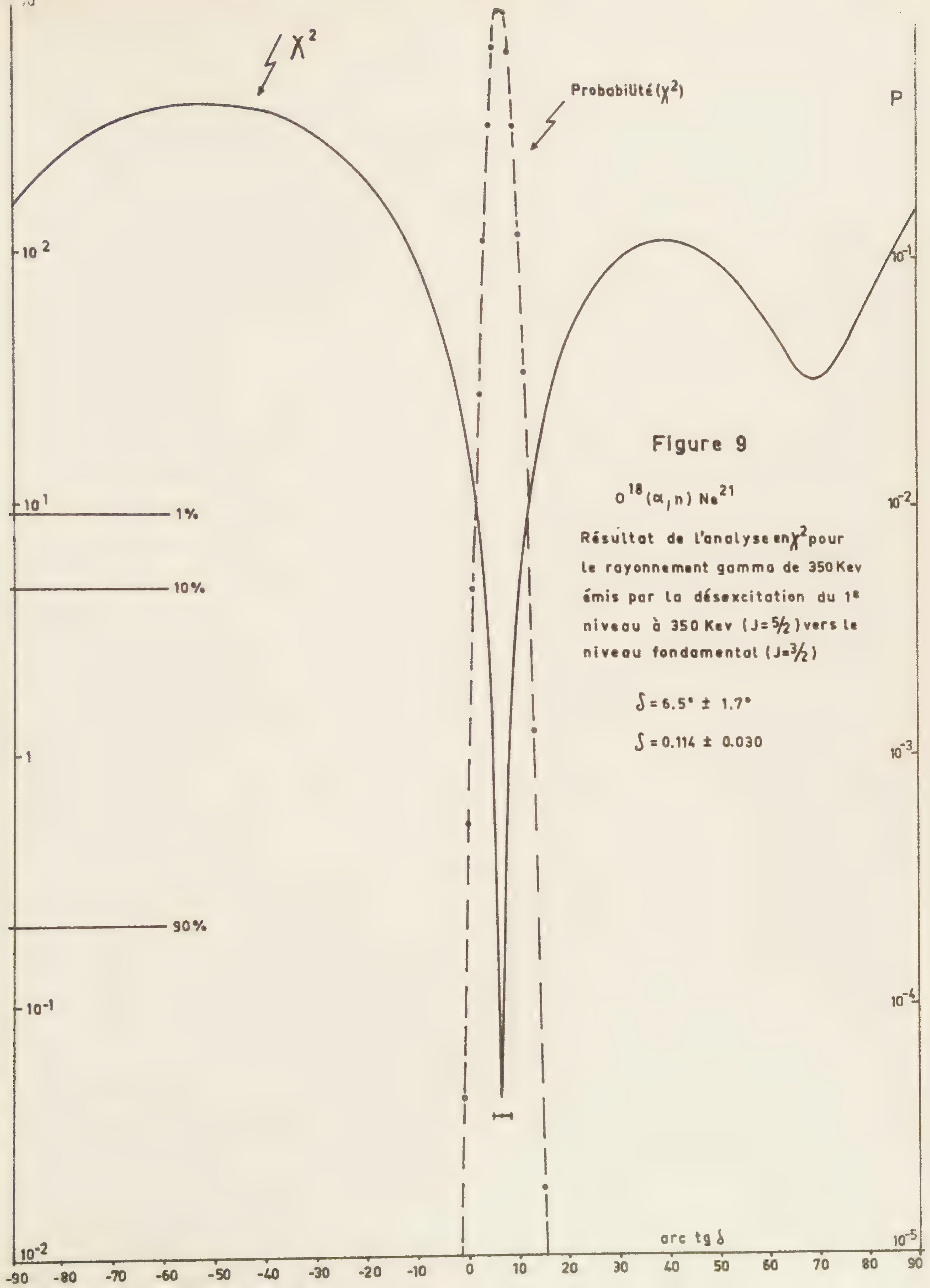


Figure 9

$O^{18}(\alpha,n)\,Ne^{21}$

Résultat de l'analyse en χ^2 pour le rayonnement gamma de 350 Kev émis par la désexcitation du 1e niveau à 350 Kev ($J = 5/2$) vers le niveau fondamental ($J = 3/2$)

$\delta = 6.5° \pm 1.7°$

$\delta = 0.114 \pm 0.030$

- La boîte de cible est en plastique, avec une fenêtre en aluminium mince placée dans l'axe du faisceau.
- Pour éliminer les neutrons diffusés sur la boîte et sur la table, un large collimateur en paraffine est placé derrière la boîte, et une plaque de paraffine est disposée sur la table. Ce collimateur empêche aussi les neutrons diffusés sur le compteur mobile de pénétrer dans le compteur de neutrons.
- Le support de cible est en carbone.

La corrélation angulaire du premier niveau excité (350 keV) dans la réaction $^{18}O\ (\alpha, n)\ ^{21}Ne$ (Pr 66) nous a servi pour tester l'appareillage électronique et la géométrie de l'ensemble. Les résultats de l'expérience, donnés sur la figure 9, sont en bon accord avec ceux trouvés par Pronko. D'autre part, dans cette réaction, seul le sous-niveau magnétique $\alpha = 1/2$ est alimenté, si l'angle solide du compteur de neutrons est suffisamment petit. On voit effectivement en introduisant dans l'analyse le sous-niveau $\alpha = 3/2$, que, dans la région de la solution, la population est nulle dans la limite des erreurs expérimentales.

B - Corrélations $(n_2 - \gamma_1 + n_1 - \gamma_1)$ et $(n_2 - \gamma_2)$, expérience α.

1) Introduction

Les énergies des rayonnements γ_1 et γ_2, différant de 9 keV seulement, il est nécessaire d'utiliser un détecteur GeLi; la résolution en énergie du détecteur employé était de 5, 5 keV pour des rayonnements gamma d'énergie de 140 keV. Les deux pics sont alors suffisamment séparés, figure 11, pour permettre de calculer leurs intensités.

Les deux premiers niveaux excités, étant très faiblement alimentés par les groupes de neutrons n_1 et n_2, nous avons étudié la courbe d'excitation de la réaction entre 1, 6 MeV et 2, 5 MeV pour avoir

les rapports $N(\gamma_1) / N(\gamma_3)$ et $N(\gamma_2) / N(\gamma_3)$ les plus grands possibles.

En tenant compte, par ailleurs, du fait que le temps de vol est d'autant plus grand que l'énergie des neutrons est plus petite, nous avons choisi l'énergie de bombardement E_p = 1.75 MeV. La région inférieure à 1.6 MeV ne presentant aucune résonance forte, pour obtenir un rendement suffisant, il aurait fallu augmenter l'intensité du faisceau, ce qui aurait détérioré la cible. A E_p = 1,75 MeV nous avons utilisé une intensité de 1,4 μA.

2) Sélections d'énergie et choix du temps de vol.

Sur le spectre du temps de vol, nous avons placé un seuil (seuil α) afin de supprimer les coïncidences (γ-γ) sans perdre trop de coïncidences. Ce seuil élimine toutes les coïncidences (γ-γ) en dessous de 140 keV. Nous l'avons vérifié à l'aide d'une source de ^{22}Na. Dans ces conditions, la distance en temps qui sépare le sommet de la courbe prompte du seuil est de 38 ns, environ 4 fois la demi résolution en temps.

Le choix du temps de vol a été fait par optimalisation de l'efficacité en tenant compte à la fois de l'efficacité de détection (compteur de neutrons le plus près possible) et de l'efficacité de sélection des coïncidences n-γ (temps de vol le plus grand possible). Ce calcul donne 60 cm comme la distance optimale entre la cible et le compteur de neutrons. Nous avons choisi alors un scintillateur plastique de 11,5 cm x 9 cm, donnant un angle solide de 0,86 %. Il s'en suit que les temps de vol des différents groupes de neutrons sont (pour E_p = 1.75 MeV)

E en MeV	t (ns/cm)	temps de vol en ns
En_1 = 1.100	0.691	42
En_2 = 966	0.737	45
En_3 = 592	0.935	57
En_4 = 53	3.148	192

N'ayant pas une assez bonne résolution pour séparer les différents groupes de neutrons par temps de vol, une sélection d'énergie de 650 keV à 1 200 keV a été faite sur les neutrons, afin d'éliminer le groupe de neutrons n_3. A cet effet, nous avons placé un seuil sur le spectre de temps (seuil β) afin d'éliminer toutes les coïncidences γ-γ en vérifiant que, dans le spectre gamma de la réaction, obtenu en coïncidence, la région située au-dessus de 140 keV ne contient que des coïncidences fortuites. D'autre part, une analyse des spectres de neutrons, pris en coïncidences avec le rayonnements γ_3, puis avec les rayonnements $\gamma_1 + \gamma_2$, donne un très bon accord avec le calibrage de compteur de neutrons (figure 10) ; le seuil était de 60 keV au-dessus de l'énergie maximum du groupe de neutrons n_3.

3) Mesures et dépouillements.

Les mesures de la corrélation angulaire ont été faites à cinq angles, répartis linéairement en $\cos^2\theta$ de 30° à 90° (30.00 , 41.24 , 52.15 , 64.20 , 90.00). Le détecteur GeLi était à 11,5 cm de la cible, nous n'avons pu faire de mesure à un angle inférieur à 30° à cause du montage mécanique ; l'angle solide était déjà très petit (0,3 %).

Les taux de comptage étaient respectivement pour les rayonnements γ_1 et γ_2 :un évènement par trois minutes et un évènement par deux minutes. Le rapport des coïncidences fortuites aux coïncidences réelles était respectivement de 28 % et 16 % pour le γ_1 et le γ_2. Une mesure durait trois heures, donnant 44 coïncidences réelles pour γ_2 et 85 pour γ_1 (figure 11).

Nous avons fait dix-sept cycles de mesures, dont trois cycles de fortuites. Chaque mesure était faite à charge constante ; un compteur fixe, dont le spectre était analysé par un analyseur multicanaux, servait de moniteur pour la réaction ; chaque mesure a, ainsi, été normalisée.

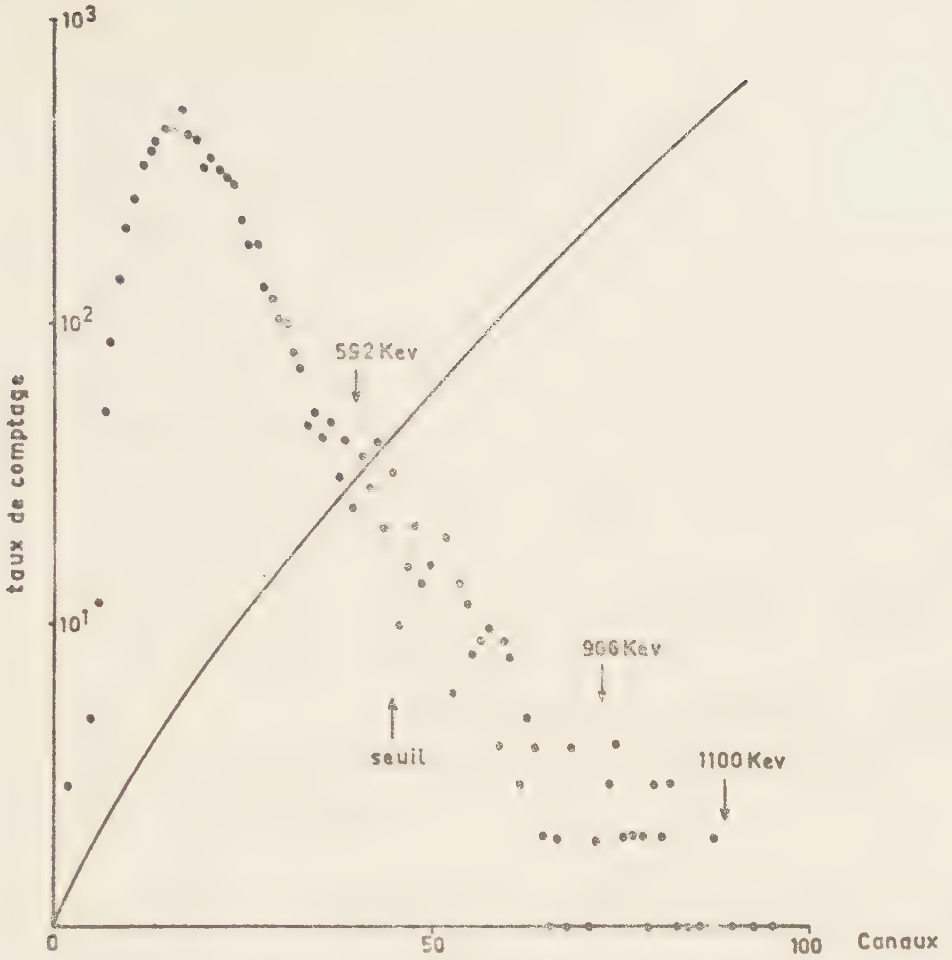


Figure 10 :Spectre neutrons en coincidences obtenu par la réaction $^{48}Ca\,(p,n)^{48}Sc$ (E_p = 1.77 Mev.) et courbe de calibrage

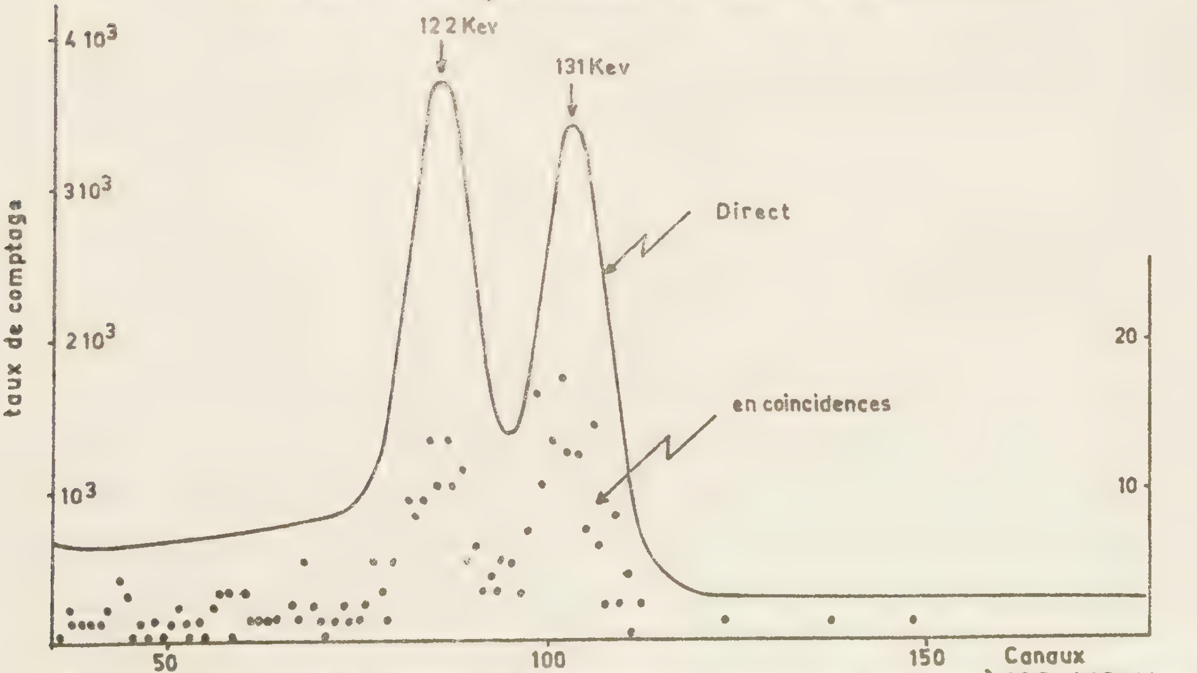


Figure 11 :Spectres gamma à 90° des rayonnements gamma à 122 et 131 Kev. obtenus dans la réaction $^{48}Ca(p,n)^{48}Sc$ (E_p = 1.75 Mev)

La correction géométrique du centrage a été faite par l'analyse de la distribution angulaire isotrope du rayonnement gamma de 110 keV de la réaction ^{19}F (p, p').

L'intensité des deux rayonnements gamma a été calculée, à l'aide d'un programme qui décompose les deux pics en les comparant à deux pics de référence de même énergie par la méthode des moindres carrés. Ces deux pics de référence ont été obtenus par projection sur la droite de calibrage d'un pic isolé de 110 keV , obtenu par la réaction ^{19}F (p, p'). Les coincidences fortuites ont été déduites à l'aide des spectres en direct pris à chaque angle.

La décomposition des corrélations en polynômes de Legendre, par la méthode des moindres carrés donne :
pour la corrélation $(n_1 - \gamma_1) + (n_2 - \gamma_1)$

$$A_o = 38.0 \pm 1.6 \qquad a_2 = -0.270 \pm 0.045$$

et pour la corrélation $(n_2 - \gamma_2)$

$$A_o = 44.1 \pm 1.2 \qquad a_2 = -0.140 \pm 0.068$$

L'intensité du rayonnement γ_1 (131 keV) étant plus grande que celle du rayonnement γ_2 (122 keV), nous pouvons affirmer que le premier niveau excité est bien à 131 keV.

C - Corrélations $(n_3 - \gamma_1 + n_2 - \gamma_1 + n_1 - \gamma_1)$, $(n_3 - \gamma_2 + n_2 - \gamma_2)$ et $(n_3 - \gamma_3)$, expérience β.

Le troisième niveau excité étant assez fortement alimenté dans l'expérience précédente (α), nous avons choisi de rester à la même énergie de bombardement (1.75 MeV) ce qui nous permet de lier les deux expériences pour déduire les corrélations $(n_3 - \gamma_2)$ et $(n_3 - \gamma_1)$. La corrélation $(n_1 - \gamma_1)$ n'ayant pas été mesurée directement, ces deux

corrélations supplémentaires apporteront des confirmations des résultats obtenus dans l'expérience α.

Les conditions de l'expérience étant les mêmes, nous avons changé uniquement les sélections d'énergie. Le seuil sur la voie rapide des neutrons étant à 250 keV, moitié de l'énergie du groupe de neutrons n_3, nous avons supprimé le seuil sur la voie lente. D'autre part, les coïncidences gamma-gamma ont été supprimées en plaçant le seuil du convertisseur à la valeur du seuil (β) défini dans l'expérience α. Nous avons alors vérifié que le spectre γ obtenu en coïncidence, ne contient plus que des fortuites au-dessus de 370 keV. Les taux de coïncidences par minute étaient respectivement de 4 coups, 25 coups et 26 coups dans les pics photoélectriques des rayonnements γ_3, γ_2 et γ_1, et les rapports de coïncidences fortuites aux coïncidences étaient de 5 %, 4 % et 4 %. Une mesure durait 55 minutes, donnant respectivement 214 , 1370 et 1430 coups réels pour les rayonnements γ_3, γ_2 et γ_1 (figure 12). Nous avons fait une normalisation avec le rayonnement gamma isotrope de 430 keV de la réaction $^{10}B\ (p, \alpha)\ ^{7}B$.

Le dépouillement s'est fait de la même manière en prenant en plus comme pic de référence pour le rayonnement γ_3, son propre pic en direct.

Les résultats donnent pour

la corrélation $(n_3 - \gamma_3)$

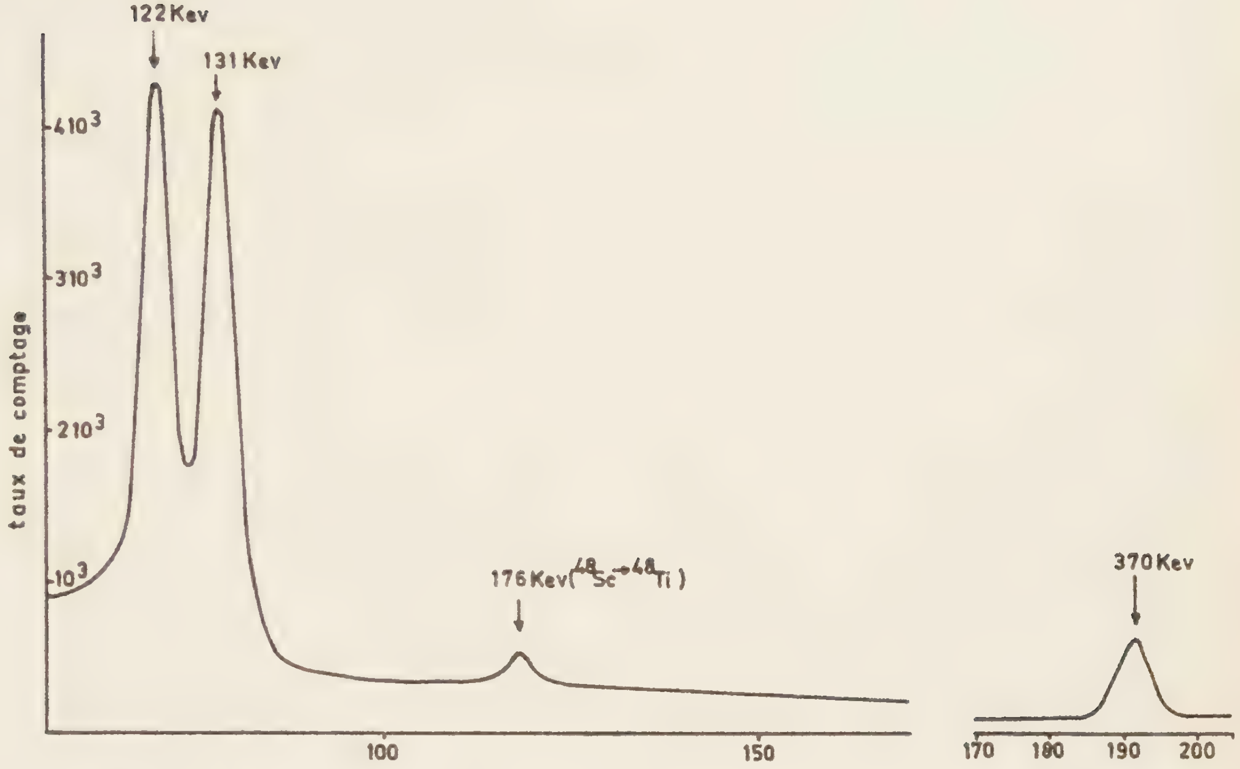
$A_o = 217.8 \pm 3,7$ $\qquad a_2 = - 0.132 \pm 0.039$

la corrélation $(n_3 - \gamma_2 + n_2 - \gamma_2)$:

$A_o = 1388 \pm 10$ $\qquad a_2 = - 0.147 \pm 0.019$

la corrélation $(n_3 - \gamma_1 + n_1 - \gamma_1 + n_1 - \gamma_1)$:

$A_o = 1457 \pm 11$ $\qquad a_2 = - 0.201 \pm 0.020$



Spectre gamma direct à 90° obtenu dans la réaction $^{48}Ca(p\,n)^{48}Sc$ à $E_p = 1.75$ Mev.

Figure 12 : Spectre gamma de coincidence à 90°(Corrélation $n_3 - \gamma_3$) obtenu dans la réaction $^{48}Ca(p\,n)^{48}Sc$ à $E_p = 1.75$ Mev.

D - Corrélations (n_3- γ_3) , (n_4- γ_4) et (n_5- γ_5).

1) Introduction.

Dans ces expériences le compteur GeLi a été remplacé par un scintillateur NaI (1 3/4" x 2"), placé à 13 cm de la cible, donnant un angle solide de 0.0071. Le compteur de neutrons a été laissé à 60 cm de la cible.

D'autre part, nous avons pu mesurer ces corrélations à six angles (90.00 , 66.20 , 52.15 , 41,25 , 30.00 , 19.20). Au dernier angle, le compteur était placé tout contre le tube d'amenée du faisceau et l'absorption du rayonnement γ était importante ; nous avons normalisé par rapport à la distribution isotrope du rayonnement gamma de 430 keV, obtenu dans la réaction $^{10}B\ (p,\alpha)\ ^{7}Be$. L'absorption des rayonnements gamma dépendant de leurs énergies, nous avons calculé la correction pour les énergies de 370 keV, 520 keV et 782 keV.

Les décompositions des spectres ont été faites, dans les régions des pics photoélectriques des rayonnements γ_3 , γ_4 et γ_5 , par analyse mathématique (Programme "gamma-polynômes"). On suppose que dans ces régions le spectre est composé d'une fonction gaussienne et d'un fond polynômial de degré arbitraire. La méthode des moindres carrés donne les paramètres de ces fonctions et ainsi l'aire de la fonction gaussienne.

2) Corrélation (n_3- γ_3).

Cette corrélation a été mesurée à la résonance de 1.97 MeV. Les énergies des différents groupes de neutrons et leurs temps de vol sont donnés dans le tableau suivant :

E en MeV	t(ns/cm)	temps de vol en ns
En_1 = 1.309	0.633	38.64
En_2 = 1.186	0.665	40.59
En_3 = 0.813	0.804	49.03
En_4 = 0.282	1.365	83.24
En_5 = 0.023	4.778	291.44

Différents spectres du convertisseur, pris en coïncidence respectivement avec les rayonnements γ_1, γ_2 et γ_3 (figure 13), puis γ_4 ont été étudiés afin d'identifier les différents groupes de neutrons. Pour mesurer la corrélation (n_3- γ_3), nous avons sélectionné le groupe n_3 dans le convertisseur et mis un seuil sur le spectre des neutrons. Sur les spectres gamma obtenus, nous avons vérifié que, dans la région d'énergie supérieure à 370 keV les impulsions étaient dûes uniquement à des coïncidences fortuites. Le taux de coïncidences était de 60 coups par minute et le rapport des coïncidences fortuites sur les coïncidences totales de 8 % . Nous avons pris six cycles dont un cycle en coïncidences fortuites. Le résultat de la corrélation est :

$$A_o = 2724 \pm 35 \qquad a_2 = 0.129 \pm 0.030$$

3) Corrélation (n_4- γ_4) et (n_5- γ_5).

Le cinquième niveau excité ne se désexcitant pas vers le quatrième, les deux corrélations (n_4- γ_4) et (n_5- γ_5) pouvaient être mesurées en même temps ; mais l'énergie du rayonnement γ_4 correspondant à l'énergie Compton du rayonnement γ_5 , la corrélation (n_4- γ_4) pouvait être faussée par une décomposition différente des spectres selon l'angle de mesure.

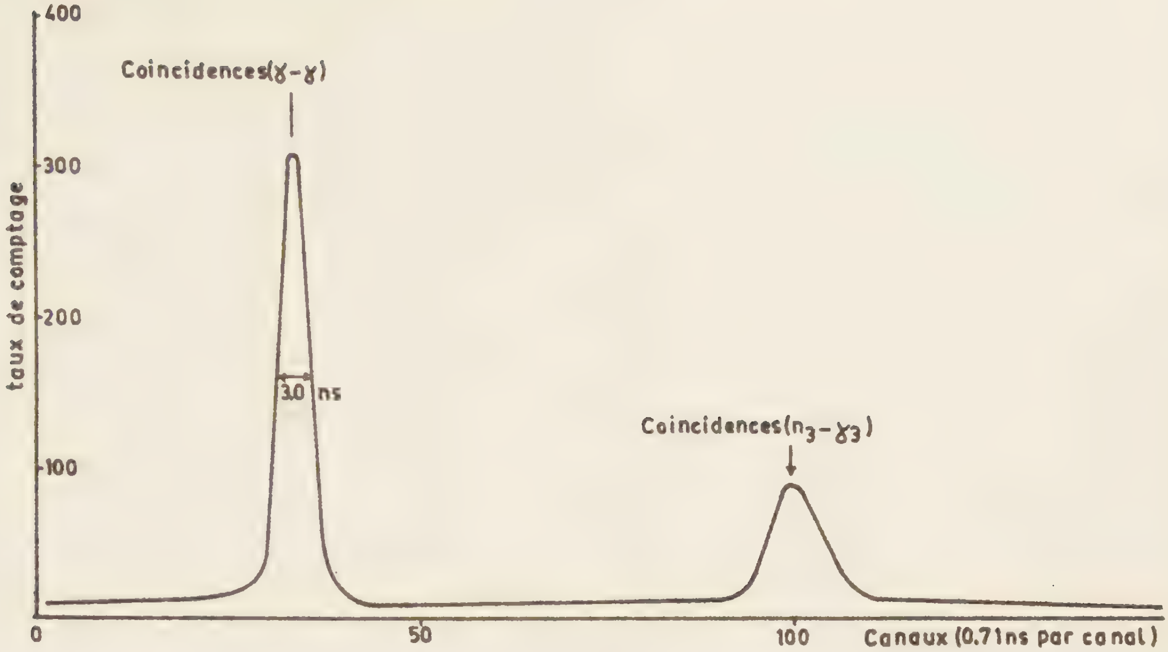


Figure 13: Spectre de temps en coincidence avec le rayonnement γ de 370 Kev. obtenu dans la réaction $^{48}Ca(p\,n)^{48}Sc$ (E_p=1.97 Mev.)

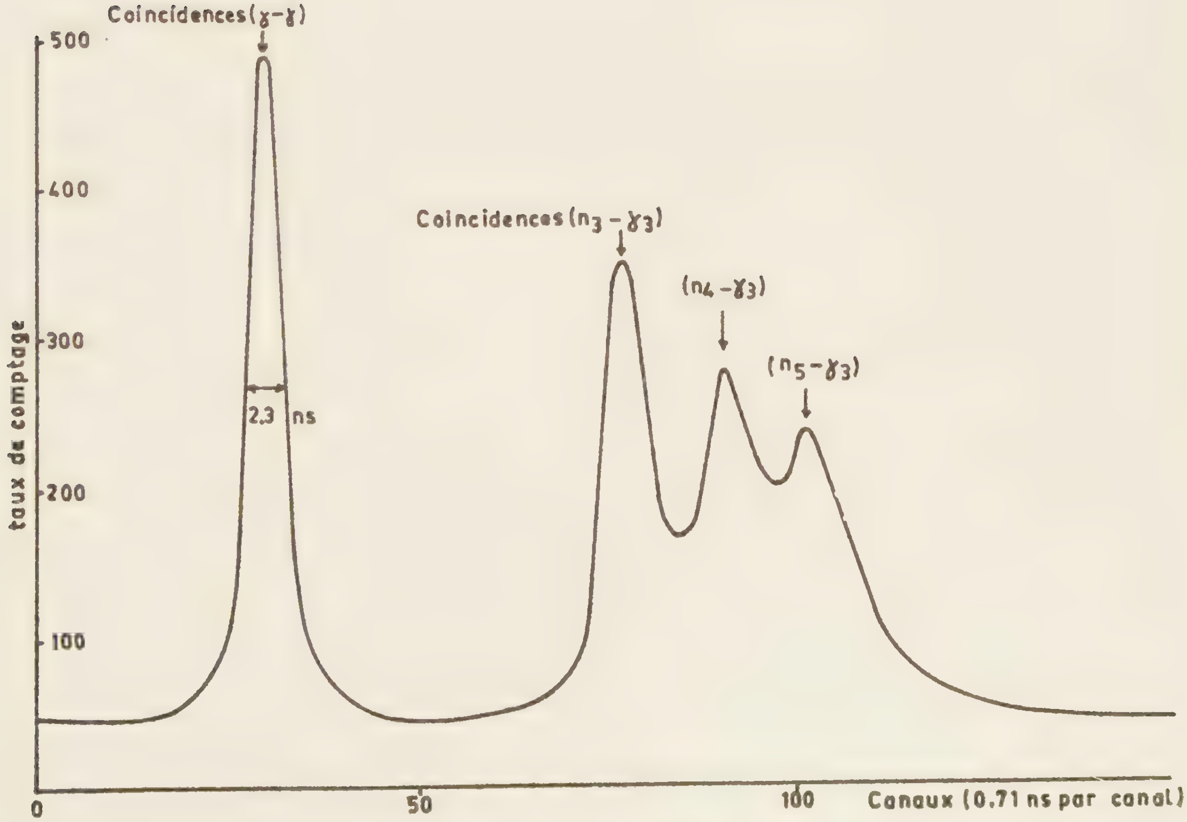


Figure 14: Spectre de temps en coincidence avec le rayonnement γ de 370 Kev. obtenu dans la réaction $^{48}Ca(p\,n)^{48}Sc$ (E_p= 2 6 Mev.)

Nous avons donc fait deux mesures distinctes.

A l'énergie choisie (Ep = 2.6 MeV), les différents groupes de neutrons ont les énergies suivantes

	E en MeV	t(ns/cm)	temps de vol en ns
En_1 =	1.939	0.520	31.74
En_2 =	1.817	0.538	32.79
En_3 =	1.244	0.603	36.78
En_4 =	0.914	0.756	46.11
En_5 =	0.673	0.883	53.88

Les différents groupes de neutrons en coïncidence avec le rayonnement γ de 370 keV sont montrés figure 14.

Comme précédemment, nous avons sélectionné sur le convertisseur le groupe de neutrons de la corrélation à mesurer et placé un seuil sur le spectre des neutrons.

Le taux de comptage était de 54 coïncidences et 24 coïncidences à la minute pour les corrélations $(n_4 - \gamma_4)$ et $(n_5 - \gamma_5)$.

Les résultats sont :

pour la corrélation $n_4 - \gamma_4$

$A_o = 2749 \pm 52$ $a_2 = -0.082 \pm 0.036$

pour la corrélation $n_5 - \gamma_5$

$A_o = 1223 \pm 14$ $a_2 = -0.141 \pm 0.022$

4. 3. - DISTRIBUTIONS ANGULAIRES ET POLARISATIONS PLANES DES RAYONNEMENTS GAMMA.

1) Introduction

La mesure de la polarisation plane d'un rayonnement gamma est sensible à la parité des deux niveaux entre lesquels a lieu la transition. Nous pouvons donc, par de telles mesures, déterminer les parités des niveaux et ainsi apporter une confirmation à l'existence des niveaux de la couche $(1\,f_{7/2})^{+1}$ $(1\,f_{7/2})^{-1}$ qui sont de parité positive.

D'autre part, les mesures de distribution angulaire et de polarisation plane sont fonctions du coefficient de mélange et ainsi ces mesures peuvent lever les ambiguités sur la détermination des spins trouvés par les expériences de corrélation (n-γ). Ces deux types d'expériences dépendant différemment des coefficients de mélange, nous pouvons espérer déterminer de façon univoque les spins des niveaux par comparaison des coefficients de mélange obtenus dans les deux expériences.

Les mesures de distribution et de polarisation ont été faites aux deux résonances E_p = 1.97 MeV et E_p = 2.50 MeV (El 65), la première alimentant fortement le niveau à 1406 keV, la deuxième le niveau à 1144 keV. Les distributions angulaires des rayonnements γ_3, γ_4 et γ_5 ont été mesurées à l'énergie d'excitation E_p =1.97 MeV et celles des rayonnements $\gamma_1 + \gamma_2$, γ_3 et γ_4 à E_p = 2.50 MeV. En se mettant dans les mêmes conditions expérimentales (cible, énergie) définies dans les expériences de distributions angulaires, nous avons mesuré la polarisation plane des rayonnements γ_3 et γ_5 puis des rayonnements γ_3 et γ_4. Les spectres des rayonnements gamma obtenus aux deux résonances sont donnés figure 15.

Les fonctions de distributions angulaires et les polarisations planes sont déterminées par l'intensité en fonction de l'angle des pics

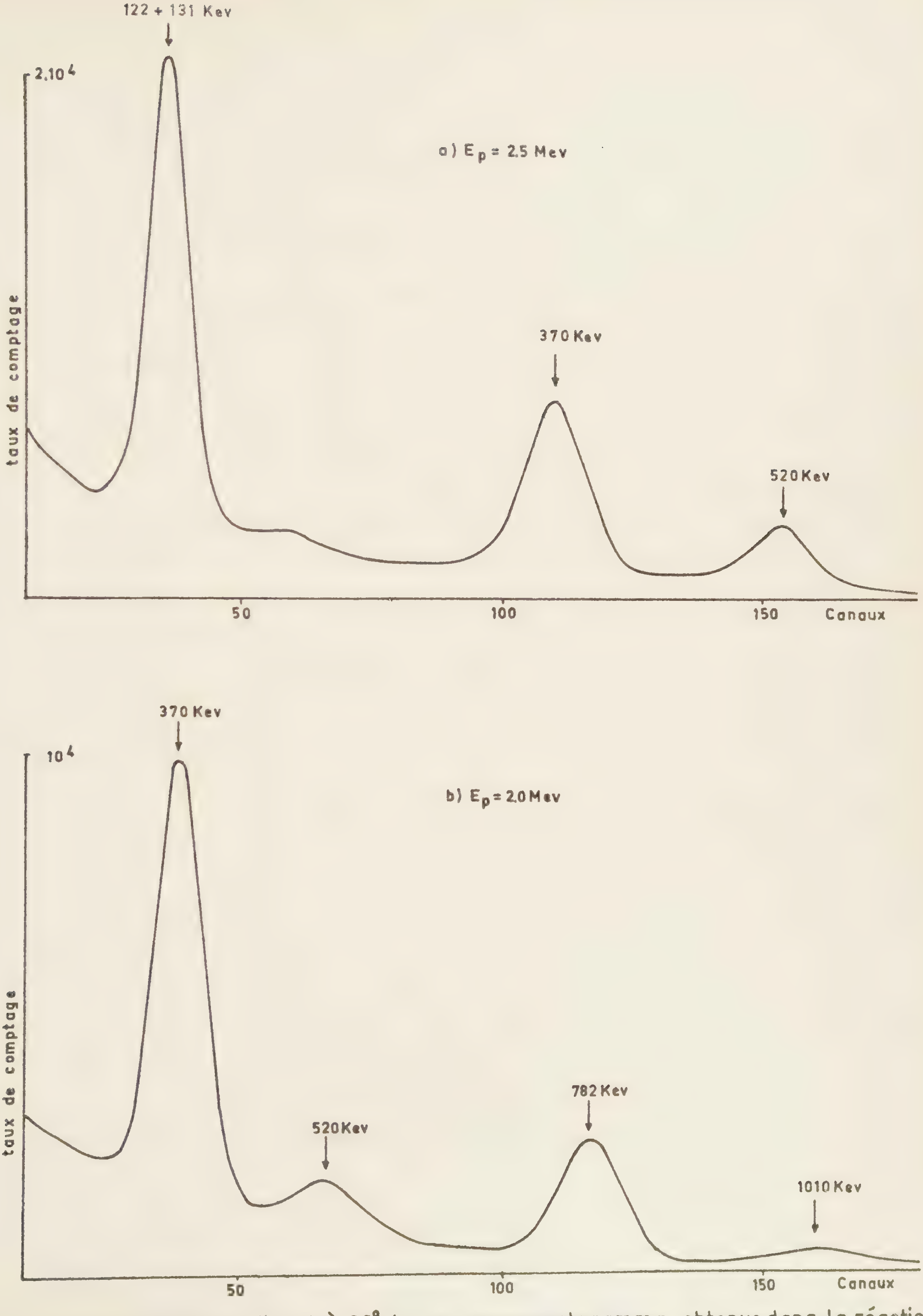


Figure 15: Spectres directs à 90° des rayonnements gamma obtenus dans la réactior $^{48}Ca(pn)^{48}Sc$

d'énergie totale des rayonnements gamma étudiés. Dans toutes ces mesures, la surface des pics (en direct ou en coïncidences) a été calculée à l'aide du programme "gamma-polynômes".

2) Distributions angulaires

Les fonctions de distributions angulaires ont été mesurées à sept angles différents de 0° à 90° par rapport à l'axe du faisceau. Nous disposions de deux compteurs à scintillations NaI (1 3/4" x 2"), placés à 10 cm de la cible : l'un fixe, servant de moniteur, et l'autre, mobile, servant à l'analyse de la distribution.

En principe, il suffit de mesurer les spectres du compteur mobile aux différents angles pour une charge constante, mais les mesures peuvent être perturbées par les phénomènes suivants :

- La cible peut se détériorer en cours de mesure et en conséquence le rendement de la réaction diminue.

- L'instabilité de l'intensité du faisceau changeant le taux de comptage, la perte des impulsions enregistrées, dûe aux variations du temps mort, varie.

- De même, la variation du taux de comptage en fonction de l'angle, dûe à la distribution angulaire, affecte aussi les mesures.

On évite ces inconvénients, en utilisant un compteur moniteur placé à une position fixe, si les événements détectés par ce compteur sont enregistrés en même temps que ceux détectés par le compteur mobile avec le même système d'analyse. L'aire du pic du compteur mobile a été normalisée à chaque mesure, par le nombre de coups dans un pic du compteur fixe (ce calcul a été fait à l'ordinateur).

Les corrections de centrage du dispositif expérimental ont été faites à l'aide des distributions angulaires isotropes des rayonnements

gamma de 110, 432 et 842 keV, produits respectivement par les réactions $^{19}F\ (p\ p')$ à l'énergie E_p = [illegible].42 MeV, $^{10}B\ (p, \alpha)\ ^{7}Be$ à l'énergie E_p = 1.53 MeV et $^{27}Al\ (p, p')$ à l'énergie E_p = 2.6 MeV. Les corrections étaient de l'ordre de 1 %.

Les mesures de distribution angulaire des rayonnements gamma de 782, 520, 370 keV ont été faites à la résonance de 1.97 MeV et celles des rayonnements gamma de 520, 370 et 122 + 131 keV à la résonance de 2.50 MeV. L'intensité du faisceau était de 1.4 μA.

A partir des points expérimentaux, nous avons calculé les coefficients de la distribution angulaire par la méthode des moindres carrés ; les termes du développement en polynômes de Legendre jusqu'à l'ordre 2, puis jusqu'à l'ordre 4, ont été considérés. Sur la figure 16 sont montrés, à titre d'exemple, les points expérimentaux de la distribution du rayonnement gamma de 370 keV à l'énergie E_p = 2.0 MeV est la meilleure courbe trouvée par la méthode des moindres carrés.

Les valeurs expérimentales ainsi trouvées sont données dans le tableau I, en même temps que les facteurs correctifs dûs à l'extension des compteurs qui ont été calculés à l'ordinateur par intégration numérique. On peut remarquer qu'à la résonance de 1.97 MeV, tous les coefficients des distributions sont plus grands qu'à la résonance de 2.50 MeV ; d'autre part, les valeurs des coefficients de la distribution du rayonnement de 520 keV à l'énergie E_p = 2.0 MeV ont une grande erreur dûe à une mauvaise statistique. C'est pourquoi nous avons refait des mesures à la résonance E_p = 2.5 MeV qui alimente fortement le niveau à 1144 keV. Les coefficients de la distribution du rayonnement gamma de 520 keV sont plus précis mais très petits. Il faut remarquer que cette distribution peut être perturbée par l'existence éventuelle de radiation d'annihilation (dans les mesures de corrélation (γ - γ) ce problème sera discuté).

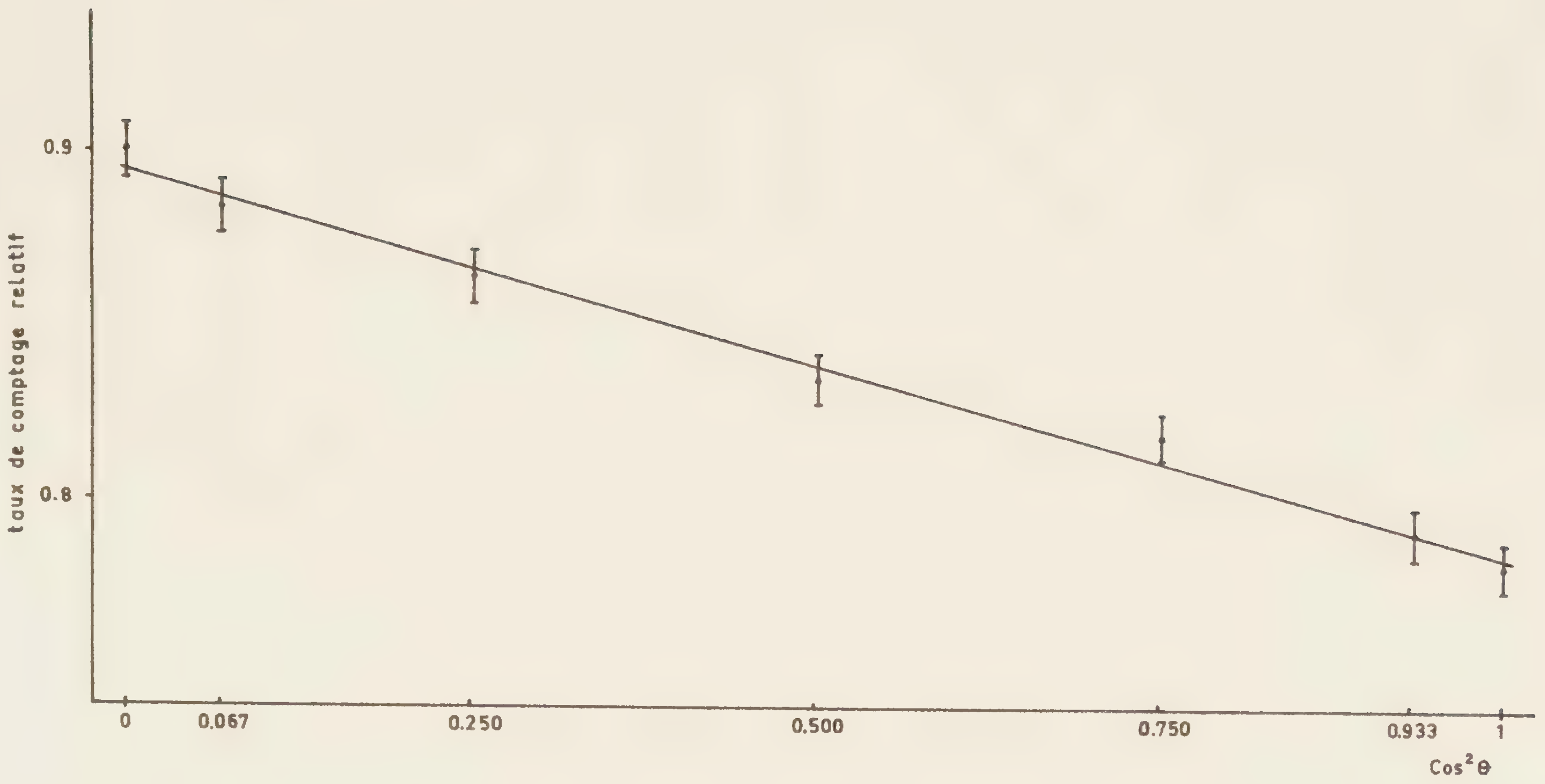


Figure 16 : Distribution angulaire du rayonnement gamma de 370 Kev. à la résonnance E_p=2.0 Mev.
La droite représente la courbe de meilleur accord avec les points expérimentaux

Résonance à 1.97 Mev.

	Coefficients d'atténuation		a_2 seulement		a_2 et a_4		
	Q_2	Q_4	ε^2	$a_2 \times 10^4$	ε^2	$a_2 \times 10^4$	$a_4 \times 10^4$
γ_3 (370Kev)	0.9823	0.9418	0.44	-859 ± 56	0.54	-863 ± 66	-11 ± 79
γ_4 (520Kev)	0.9827	0.9431	1.25	-445 ± 296	0.15	-356 ± 260	$+48 \pm 313$
γ (782Kev)	0.9830	0.9440	1.24	-776 ± 66	0.64	-840 ± 68	$+169 \pm 89$

Résonance à 2.5 Mev.

	Coefficients d'atténuation		a_2 seulement		a_2 et a_4		
	Q_2	Q_4	ε^2	$a_2 \times 10^4$	ε^2	$a_2 \times 10^4$	$a_4 \times 10^4$
$\gamma_1 + \gamma_2$ (122+131Kev)	0.9795	0.9321	0.49	-337 ± 76	0.21	-396 ± 89	$+134 \pm 107$
γ_3 (370Kev)	0.9823	0.9418	1.23	-474 ± 58	1.52	-464 ± 76	-20 ± 89
γ_4 (520Kev)	0.9827	0.9431	0.51	-258 ± 72	0.64	-256 ± 85	-4 ± 100

Tableau I : Coefficients a_2 et a_4 des distributions angulaires obtenus par la méthode des moindres carrés avec a_2 seulement, puis a_2 et a_4. Le nombre ε^2 caractérise la qualité de l'ajustement obtenu.

Dans les deux calculs des coefficients de la distribution (a_2 seulement, puis a_2 et a_4) nous voyons que les valeurs sont compatibles ; les coefficients a_4 ne sont, en général, pas significatifs sauf, peut-être, pour la distribution du rayonnement gamma de 782 keV à l'énergie E_p = 2.0 MeV. Dans l'analyse des résultats des expériences de distributions et de polarisations planes, on tiendra compte du coefficient a_4.

3) Polarisations planes

La polarisation plane $p = \frac{W(\theta\ 90°) - W(\theta\ 0°)}{W(\theta\ 90°) + W(\theta\ 90°)}$, définie auparavant, peut être déterminée par la fonction $W(\theta, \varphi)$; on voit qu'il suffit de mesurer cette fonction aux angles $\varphi = 0°$ et $\varphi = 90°$. Le système d'analyse de la polarisation plane est basé sur le principe de Deutsch et Metzger (De 48). Pour cela, nous disposions d'un polarimètre Compton, utilisé précedement par Beck (Go 66), comprenant outre un diffuseur (NaI 1/2" x 1/2") placé à l'angle θ par rapport au faisceau, deux analyseurs de la polarisation (NaI 1 1/2" x 1 1/2") montés dans le plan de la réaction et dans le plan perpendiculaire à celui-ci (figure 17).

La fonction de polarisation p est fonction de l'angle θ ; les termes sensibles à la polarisation dans la fonction $W(\theta, \varphi)$ sont extrèmes pour un angle θ égal à 90° si les termes a_4 sont petits. Nous avons donc placé le diffuseur à 90° par rapport au faisceau. D'autre part, nous avons vu que l'efficacité d'analyse $\pi_1 = (d\sigma_{90} - d\sigma_0) / (d\sigma_{90} + d\sigma_0)$ est maximale pour un angle de diffusion Compton θ_c voisin de 90°.

Un polarimètre est caractérisé par les quantités suivantes : l'efficacité d'analyse, l'angle solide et la résolution. Dans le cas d'un polarimètre idéal (géométrie ponctuelle), on calcule facilement l'efficacité d'analyse en fonction de l'énergie du photon incident ; dans les conditions expérimentales (géomérie étendue), le calcul n'est qu'approximatif car de nombreux effets secondaires sont négligés. C'est pourquoi, il

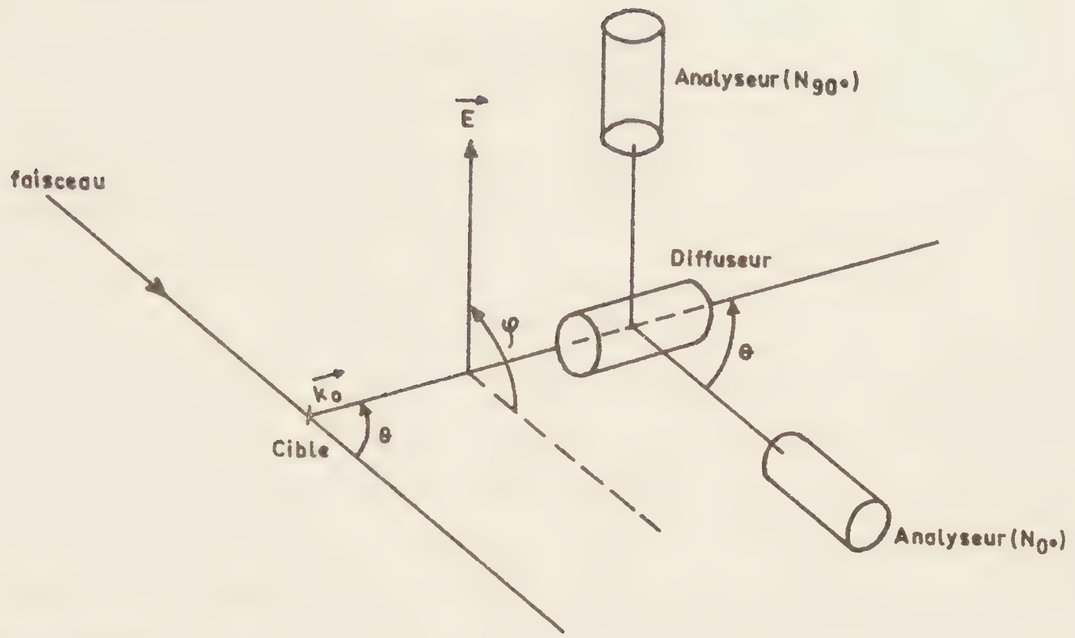


Figure 17 : Dispositif expérimental d'une mesure de polarisation

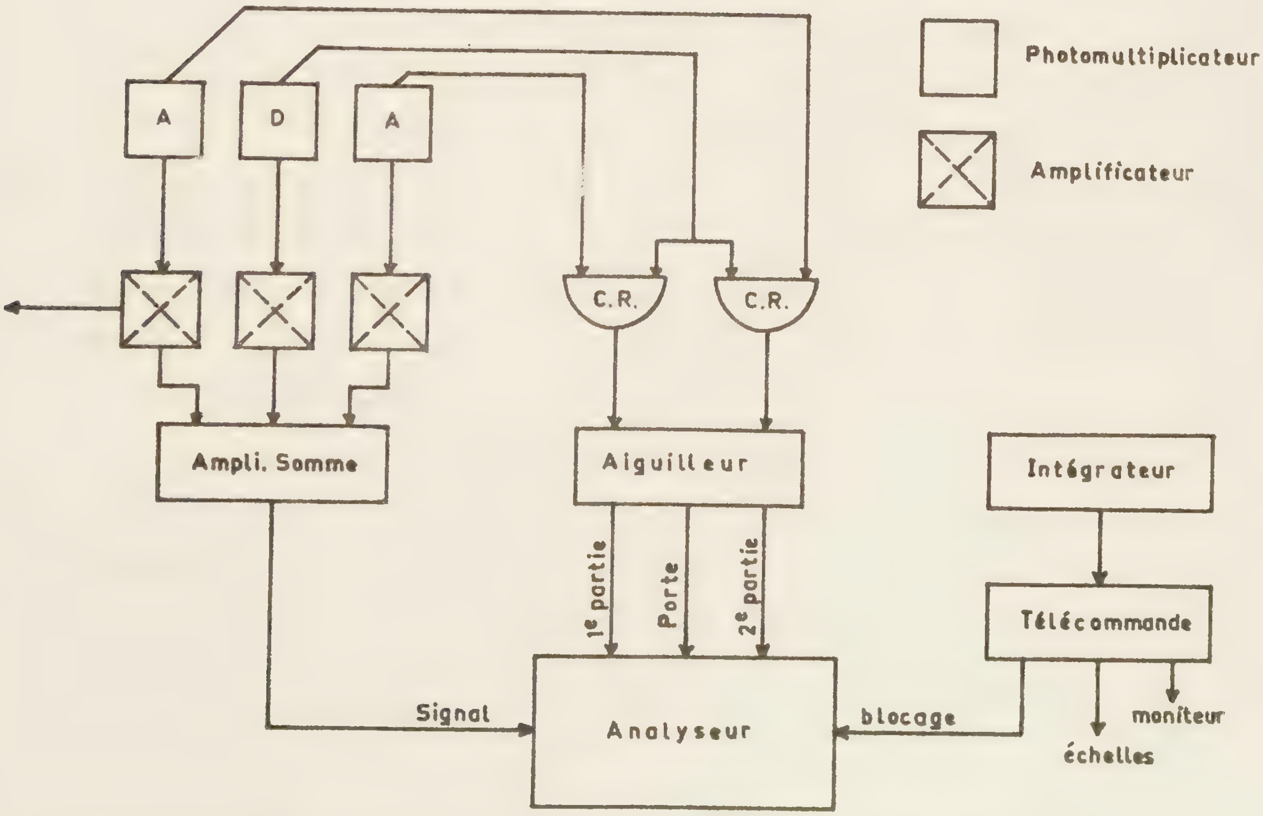


Figure 18 : Schéma d'ensemble du circuit électronique du polarimètre

faudra mesurer expérimentalement l'efficacité d'analyse à différentes énergies de photons.

D'autre part, on ne peut prendre des angles solides trop grands car l'efficacité d'analyse diminue fortement ; l'efficacité de détection sera donc un problème pour des réactions à faible rendement. Nous avons choisi de placer le diffuseur à 15 cm de la cible et les analyseurs à 5 cm du diffuseur.

La définition angulaire $\Delta \theta_c$, provenant des angles solides du diffuseur et de l'analyseur, introduit une variation d'énergie sur les photons diffusés ; il s'en suit une très mauvaise résolution en énergie. A cet effet, une technique de sommation (Co 56) des impulsions délivrées par le diffuseur et un analyseur (puis par le diffuseur et l'autre analyseur) permet la reconstitution du pic d'énergie totale du rayonnement gamma et ainsi d'améliorer considérablement la résolution (figure 18). Les impulsions sommées en coïncidence entre le diffuseur et chacun des analyseurs sont envoyées dans deux parties de l'analyseur multicanaux à l'aide d'un aiguilleur. Nous pouvons alors calculer le taux de comptage N_{90} et N_0 en évaluant l'aire du pic de somme par le programme "gamma-polynôme".

Comme nous l'avons vu dans le chapitre théorique, une mesure de polarisation $p = (1-\rho/\eta)/[\Pi_1 . (1+\rho/\eta)]$ se ramène à déterminer le rapport $\rho = N_{90}/N_0$ où N_{90} et N_0 sont les nombres de coïncidences diffuseur-compteur vertical et diffuseur-compteur horizontal pour la radiation étudiée ; mais il faut connaître auparavant, pour la même énergie, le facteur de normalisation η et l'efficacité d'analyse π_1.

Le facteur de normalisation tient compte des corrections géométriques : centrage de la cible, efficacité des cristaux, position des compteurs. Il a été déterminé à l'aide des rayonnements gamma non polarisés (distributions isotropes) de 432, 511 et 835 keV émis respectivement dans la réaction $^{10}B\,(p,\alpha)^7Be$ à $E_p = 1.53$ MeV, et dans la décroissance radioactive du ^{22}Na et du ^{54}Mn. On a trouvé $\eta = 0.7954 \pm 0.0053$,

ce nombre étant la moyenne des rapports N_{90}/N_0 obtenus dans les trois mesures.

L'efficacité d'analyse $\pi_1 = (1 - \rho/\eta) / [p.(1+\rho/\eta)]$ est obtenue en mesurant le rapport N_{90}/N_0 à l'aide de radiations dont la polarisation est connue. Nous avons choisi les rayonnements gamma quadripolaires purs de 420 keV et de 845 keV émis dans l'excitation Coulombienne de $^{107 + 109}Ag$ et de ^{56}Fe respectivement aux énergies E_p = 3.1 MeV et E_p = 3.0 MeV.

Nous avons calculé la polarisation p, pour chaque cas, connaissant les coefficients a_2 et a_4 de la distribution angulaire mesurée dans les mêmes conditions (cible, énergie). Cela nous a permis de déterminer π_1 (tableau II) à des énergies voisines de celles des rayonnements gamma à étudier 370, 520, 782 keV. Les valeurs de π_1 à ces dernières énergies seront obtenues par interpolation sur la courbe théorique de l'efficacité d'analyse du polarimètre en fonction de l'énergie ; ce calcul a été fait en intégrant sur les cinq variables d'espace et en tenant compte des différences de distance du diffuseur aux analyseurs. Les deux points expérimentaux, à 420 et 845 keV, se situent au-dessous de la courbe théorique, car nous n'avons pas tenu compte des effets multiples qui ont un effet de dépolarisation. Les valeurs de π_1 aux énergies de 320, 520 et 782 keV sont obtenues par interpolation sur la courbe homothétique passant par ces deux points (figure 19).

Les polarisations planes des rayonnements gamma de 370 et 782 keV ont été mesurées à l'énergie E_p = 2.0 MeV et celles des rayonnements gamma de 370 et 520 keV à l'énergie E_p = 2.5 MeV. Nous montrons figure 20 les spectres-somme en coïncidence obtenus aux deux résonances. Les rapports expérimentaux et les valeurs π_1 déduites de la figure 17 sont récapitulés dans le tableau III ainsi que les polarisations calculées.

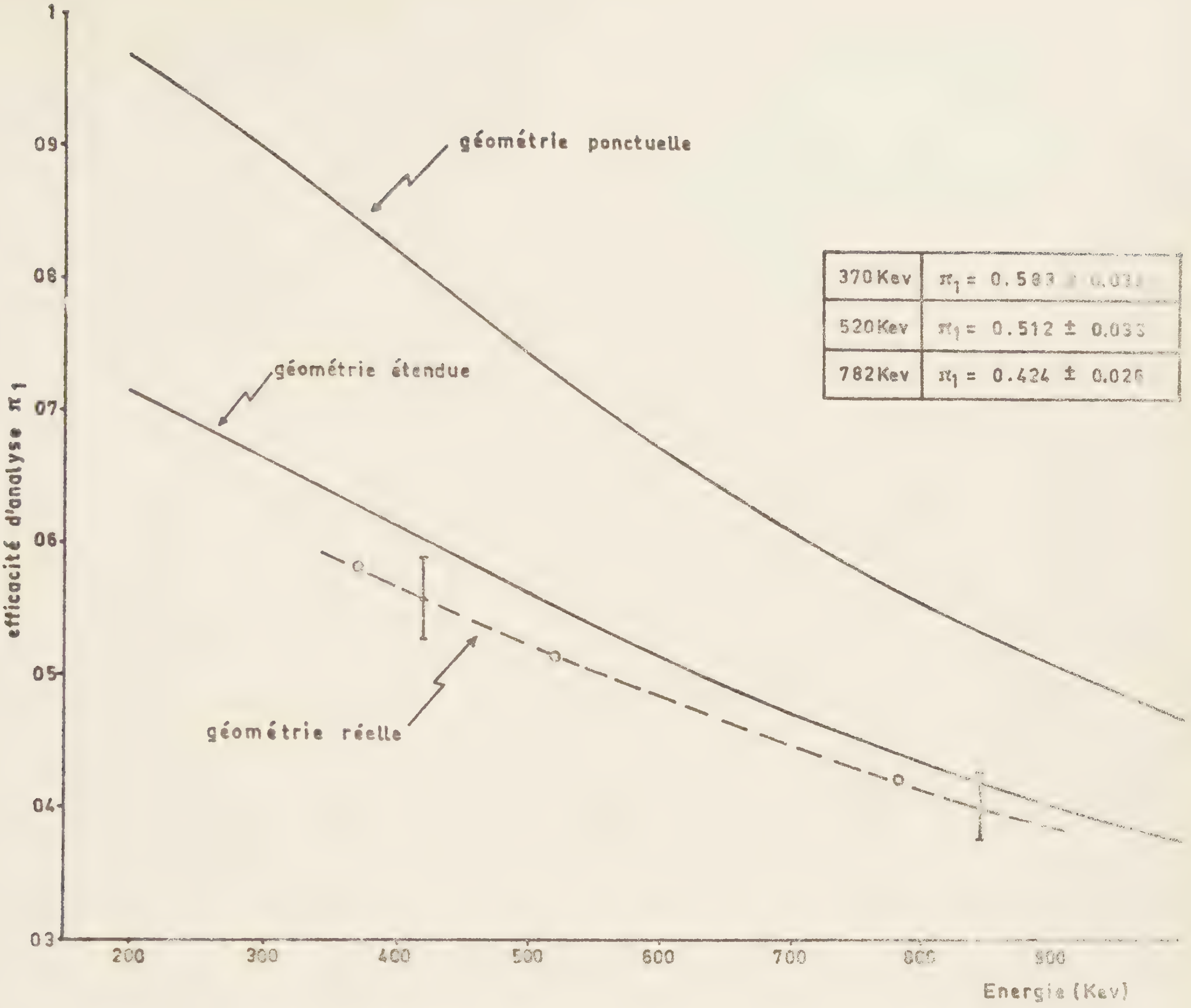


Figure 19 :Courbes de l'efficacité d'analyse en fonction de l'énergie et les valeurs de l'efficacité de la géométrie réelle déduites de la courbe théorique et des deux valeurs expérimentales.

Energie	Coefficients de la distribution		Rapport de polarisation	efficacité d'analyse
Kev	$a_2 \times 10^4$	$a_4 \times 10^4$	$\rho \times 10^4$	$\pi_1 \times 10^4$
Fe^{56} : 845	3278 ± 133	-1054 ± 17	5089 ± 38	4032 ± 244
Ag : 420	1900 ± 81	-145 ± 95	5588 ± 40	5592 ± 309

Tableau II : efficacité d'analyse mesurée aux énergies de 845 et 420 Kev

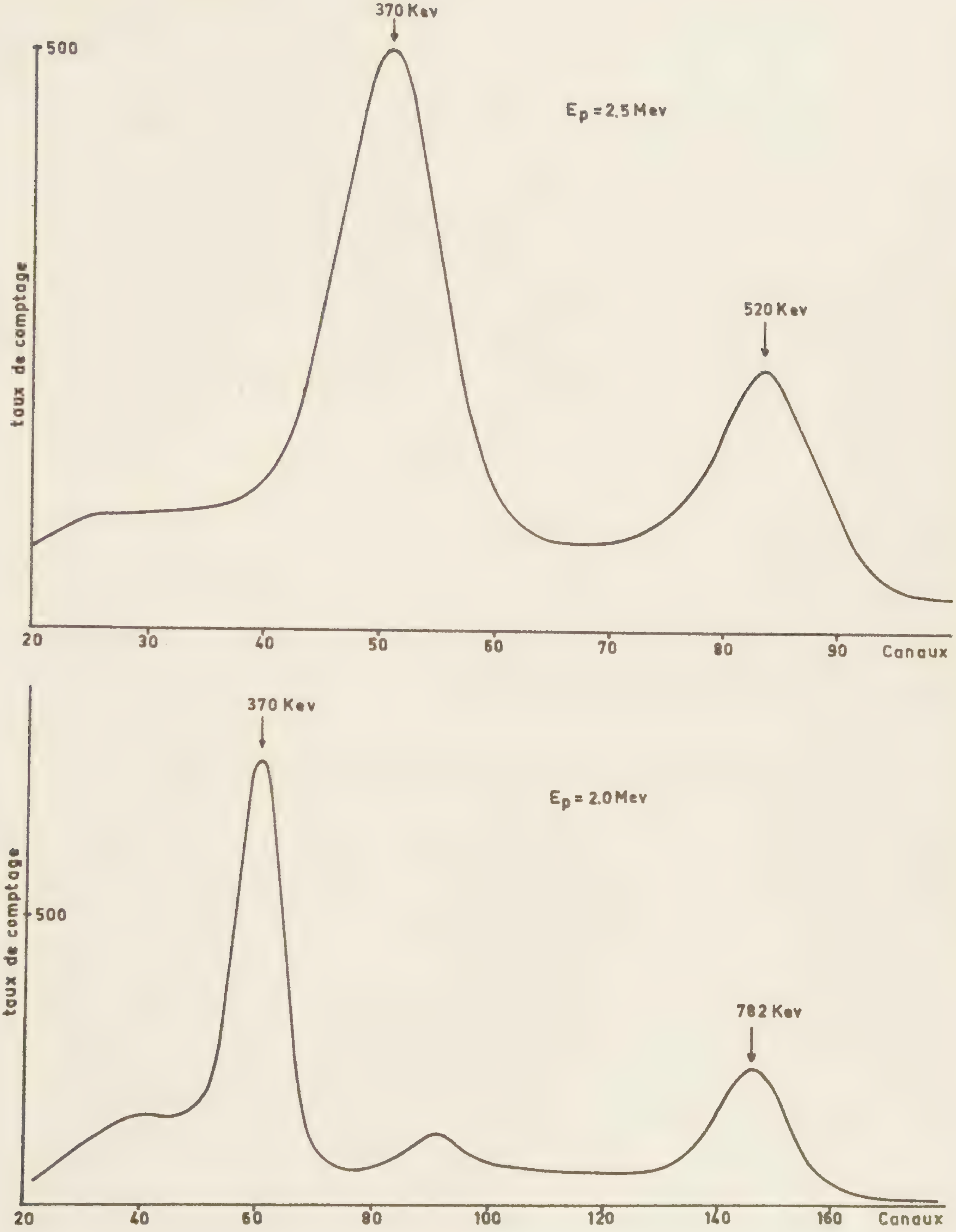


Figure 20 : Spectres somme du polarimètre obtenus dans la réaction

$^{48}Ca(pn)^{48}Sc$ à deux résonances

Energies gamma	$\rho \times 10^4$	$\pi_1 \times 10^4$	$p \times 10^4$
370 Kev à 1.97 Mev	9414 ± 81	5826 ± 330	1443 ± 115
370 Kev à 2.50 Mev	8545 ± 85	5826 ± 330	614 ± 92
520 Kev à 2.50 Mev	7878 ± 151	5118 ± 330	- 94 ± 157
782 Kev à 1.97 Mev	7441 ± 76	4243 ± 255	-786 ± 120

TABLEAU III

La polarisation du rayonnement gamma de 520 keV, étant nulle dans la limite de l'erreur, nous ne pouvons espérer obtenir des renseignements précis sur le coefficient de mélange de cette radiation.

4.4. - CORRELATIONS ANGULAIRES GAMMA-GAMMA.

Les corrélations angulaires γ - γ ont été mesurées simultanément dans les quatre géométries G_1, G_2, G_6, G_7 définies auparavant. Pour cela nous disposons d'un compteur mobile M dans le plan horizontal (plan de réaction, défini par l'axe du faisceau et l'axe du compteur) et de deux compteurs fixes F_1 et F_2, l'un perpendiculaire au plan de la réaction et l'autre perpendiculaire à l'axe du faisceau dans le plan de la réaction. La disposition des détecteurs, permettant de mesurer la fonction de corrélation $W(\theta_1\ \theta_2\ \phi)$ dans les quatre géométries, est montré figure 21.

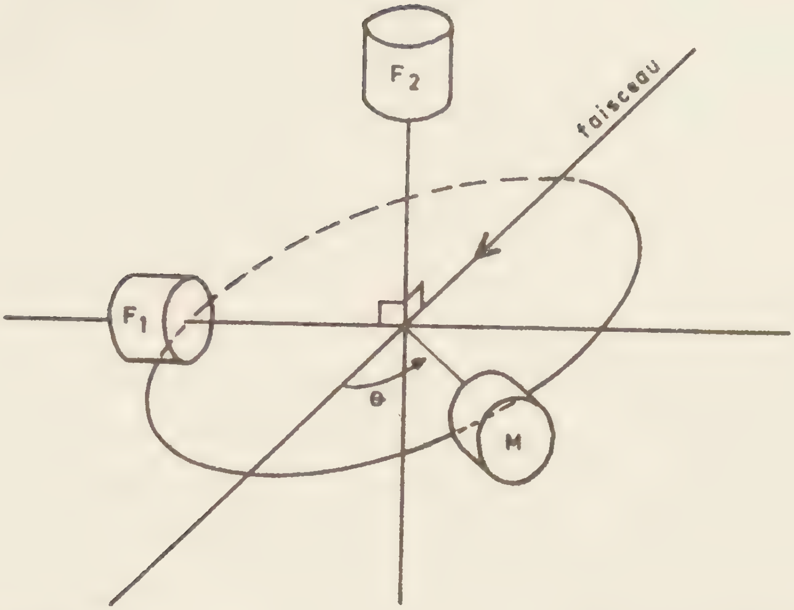


Figure 21 :Dispositif expérimental des expériences de corrélation (γ-γ)

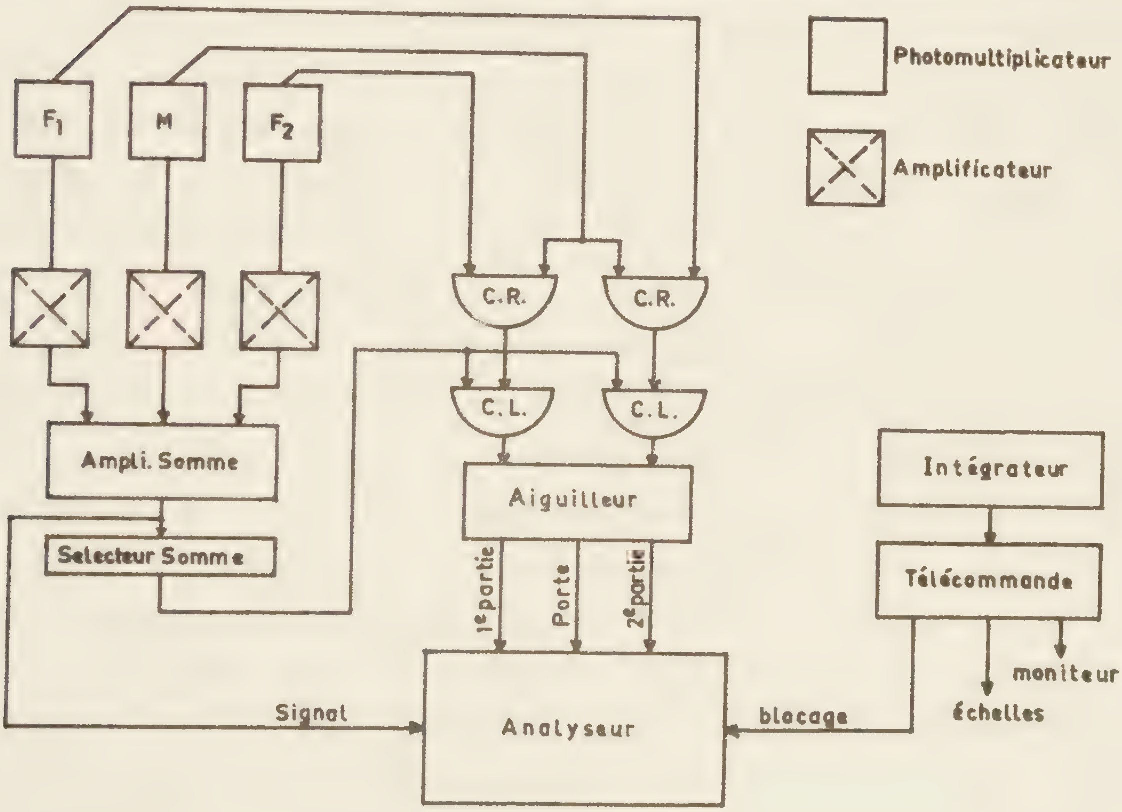


Figure 22:Schéma d'ensemble du circuit électronique des expériences de corrélation (γ-γ)

Considérons une séquence de niveaux a-b-c et appelons les transitions entre a-b et b-c respectivement γ_a et γ_b. Les coïncidences entre γ_a et γ_b correspondent à la géométrie G_1 si γ_a et γ_b sont détectés respectivement dans les compteurs M et F_1, et à la géométrie G_2 si inversement γ_a et γ_b sont détectés respectivement dans les compteurs F_1 et M. De façon analogue, on définit les géométries G_6 et G_7 par rapport aux compteurs M et F_2.

Une technique de sommation (figure 22) des impulsions délivrées par chacun des compteurs fixes et le compteur mobile a été utilisée (Ho 58). Ainsi les géométries G_1 et G_2 (de même G_6 et G_7) ont pu être mesurées en même temps, en déclenchant le spectre provenant du compteur mobile par les impulsions correspondant, dans le spectre somme, à l'énergie totale de la cascade. Nous avions donc dans le spectre en coïncidence deux pics photoélectriques correspondant aux deux géométries G_1 et G_2. Un tel type de spectre (corrélation $\gamma_5 - \gamma_3$) est donné figure 23. La mémoire de l'analyseur multicanaux a été divisée en deux parties afin d'analyser en même temps les géométries G_1 et G_2 d'une part et les géométries G_6 et G_7 d'autre part (figure 22).

Dans cette technique de mesure, il est important d'avoir une bonne stabilité, les compteurs devant avoir le même calibrage en énergie. Afin d'assurer une telle condition, un stabilisateur de spectre a été branché sur chaque voie de détection. Il faut s'assurer d'autre part que la courbe de résolution en temps soit assez large pour détecter avec la même efficacité les événements dûs aux détections de γ_a et γ_b respectivement dans les compteurs M et F et inversement.

Des compteurs scintibloc (NaI 1 3/4" x 2") étaient placés à 10 cm de la cible (^{48}Ca sur support de carbone). La fonction de corrélation a été mesurée à quatre angles : 0°, 30°, 60°, 90° par rapport à l'axe du faisceau.

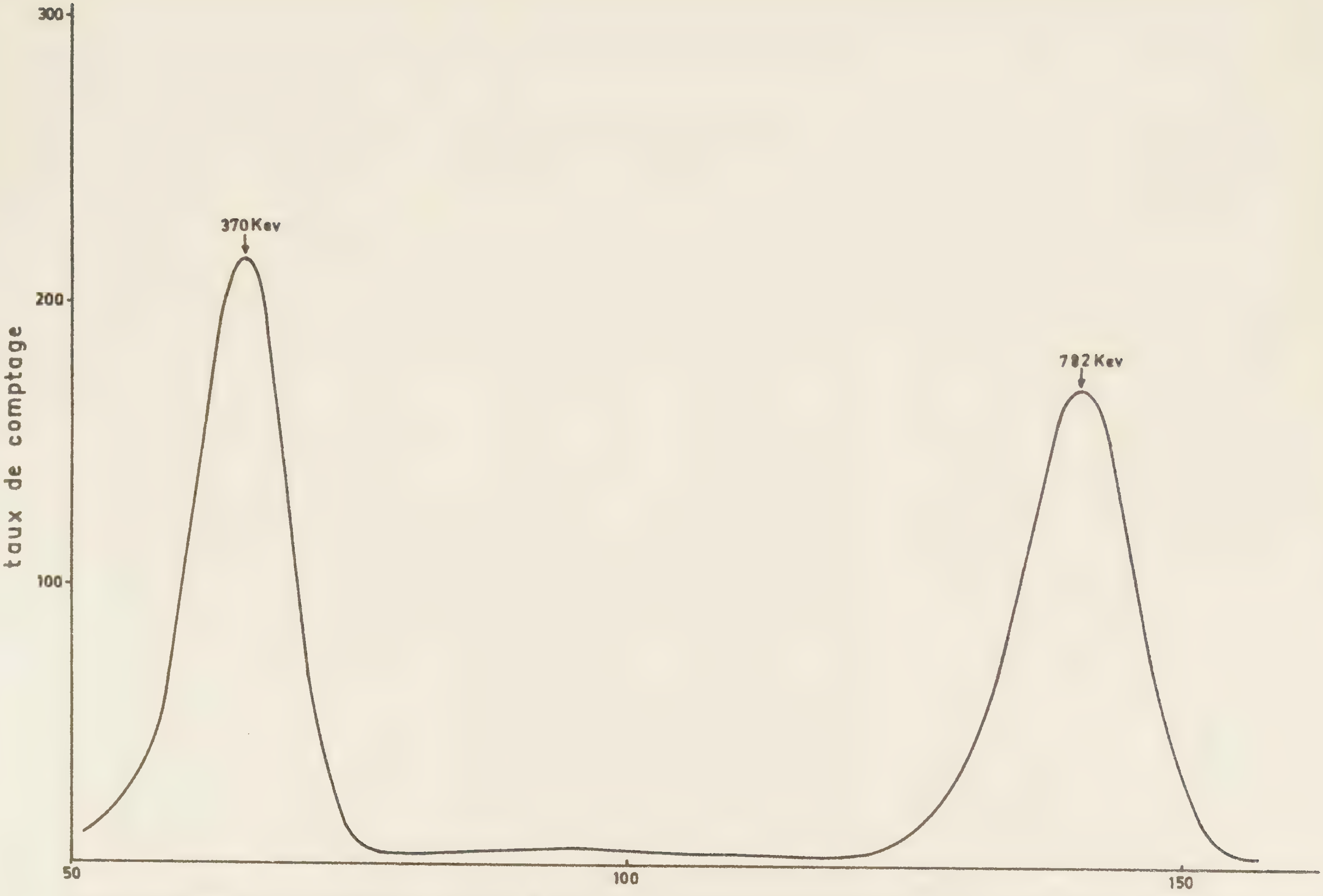


Figure 23 : Spectre en coincidence mesuré dans la corrélation des rayonnements de 782 et de 370 Kev obtenus dans la réaction $^{48}Ca(p,n)^{48}Sc$

Toutes les mesures ont été normalisées par le taux de comptage en direct d'un des compteurs fixes servant ainsi de moniteur. On a utilisé les mêmes corrections de centrage (cible, compteur mobile) que dans les expériences de distribution angulaire.

Nous avons mesuré, à la résonance de 1.97 MeV, les fonctions de corrélations angulaires des rayonnements gamma des cascades suivantes : 782 - 370 keV, 782 - (122 + 131) keV, 520 - 370 keV, 370 - (122 + 131) keV, et à la résonance de 2.50 MeV des rayonnements gamma des cascades : 520 - 370 keV, 521 - (122 + 131) keV et 370 - (122 + 131) keV.

Le calcul des surfaces des pics photoélectriques a été fait à l'aide du programme "gamma-polynômes". Ces surfaces, normalisées par le taux de comptage du moniteur, ont servi à calculer les coefficients a_2 et a_4 en tenant compte de la correction de centrage, les coïncidences fortuites ayant été soustraites. Le résultat de toutes les mesures est donné dans le tableau IV. Les valeurs de a_2 et a_4 données dans le tableau sont les valeurs expérimentales brutes ; dans l'analyse des résultats, il faudra les normaliser par les facteurs d'atténuation Q_2 et Q_4 pour les comparer aux valeurs théoriques. Les erreurs indiquées sont les erreurs statistiques en tenant compte des erreurs de distribution dans les calculs de moindres carrés.

Les coefficients étant, en général, petits, on ne peut s'attendre à ce que l'analyse des résultats soit très sélective entre les différentes séquences de spins. On n'utilisera ces mesures que dans le cas ou les autres expériences ne suffisent pas pour assigner une seule valeur de spin.

On a constaté dans les mesures de corrélation comprenant le rayonnement gamma de 520 keV ($\gamma_4 - \gamma_3$, $\gamma_4 - \gamma_1$) l'existence du rayonnement gamma d'annihilation qui perturbe la corrélation lorsque

Résonance à 1.97 Mev.			G_1	G_2	G_6	G_7
$\gamma_5 - \gamma_3$	$Q_2 = 0.9655$	$a_2 \times 10^4$	-996 ± 126	-809 ± 131	-384 ± 183	-593 ± 160
	$Q_4 = 0.8890$	$a_4 \times 10^4$	-46 ± 170	-211 ± 171	-409 ± 221	$+25 \pm 194$
$\gamma_5 - (\gamma_2 + \gamma_1)$	$Q_2 = 0.9628$	$a_2 \times 10^4$	-1056 ± 105	-761 ± 190	-389 ± 178	-444 ± 184
	$Q_4 = 0.8799$	$a_4 \times 10^4$	$+69 \pm 121$	-79 ± 228	-166 ± 219	-263 ± 207
$\gamma_4 - \gamma_3$	$Q_2 = 0.9653$	$a_2 \times 10^4$	-1633 ± 447	-1719 ± 381	-292 ± 194	-453 ± 240
	$Q_4 = 0.8882$	$a_4 \times 10^4$	$+152 \pm 392$	$+378 \pm 334$	$+118 \pm 248$	-4 ± 300
$\gamma_3 - (\gamma_2 + \gamma_1)$	$Q_2 = 0.9621$	$a_2 \times 10^4$	-972 ± 96	-918 ± 110	-604 ± 117	-493 ± 101
	$Q_4 = 0.8778$	$a_4 \times 10^4$	54 ± 117	-28 ± 139	-16 ± 153	-13 ± 121

Résonance à 2.5 Mev.			G_1	G_2	G_3	G_4
$\gamma_4 - \gamma_3$	$Q_2 = 0.9653$	$a_2 \times 10^4$	-152 ± 468	-284 ± 396	-13 ± 78	$+248 \pm 192$
	$Q_4 = 0.8882$	$a_4 \times 10^4$	-666 ± 413	-399 ± 340	-147 ± 224	-42 ± 248
$\gamma_4 - (\gamma_2 + \gamma_1)$	$Q_2 = 0.9625$	$a_2 \times 10^4$	-749 ± 336	-164 ± 484	-110 ± 150	$+155 \pm 144$
	$Q_4 = 0.8790$	$a_4 \times 10^4$	$+21 \pm 281$	-186 ± 331	$+43 \pm 155$	$+47 \pm 147$
$\gamma_3 - (\gamma_2 + \gamma_1)$	$Q_2 = 0.9621$	$a_2 \times 10^4$	-246 ± 191	-168 ± 104	3 ± 104	$+200 \pm 98$
	$Q_4 = 0.8778$	$a_4 \times 10^4$	$+123 \pm 287$	-149 ± 130	-109 ± 133	-22 ± 125

Tableau IV : Coefficients a_2 et a_4 des corrélations ($\gamma - \gamma$)

les compteurs se trouvent à 180° (seulement dans les géométries G_1 et G_2). Ces effets nous ont obligés à calculer les coefficients a_2 et a_4 en ne tenant compte que des mesures aux angles de 0°, 30° et 60°. Dans les corrélations $\gamma_3 - (\gamma_2 + \gamma_1)$, nous n'avons pas remarqué de contribution dûe aux coïncidences 511-511 keV.

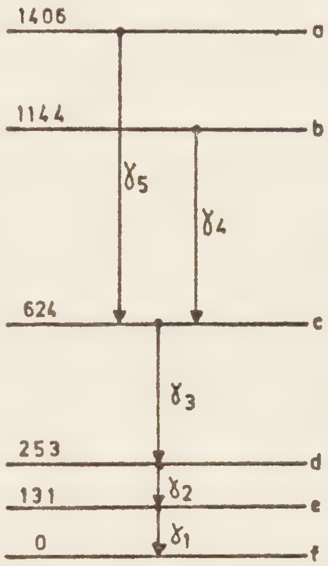
CHAPITRE V

ANALYSE DES RESULTATS

5 - 1 INTRODUCTION

Rappelons le schéma des niveaux du ^{48}Sc étudiés en assignant respectivement les spins a, b, c, d, e, f aux niveaux d'énergie 1406, 1144, 624, 253, 131 et 0 keV.

Les valeurs des spins sont les paramètres que nous allons chercher à déterminer par l'analyse des résultats des expériences de corrélation (n-γ), de polarisation plane, et de corrélation (γ-γ).



Seul le spin du niveau fondamental est connu ($f = 6^+$). En tenant compte pour chaque transition des multipolarités permises par les limites des temps de vies mesurés, nous considérons tous les spins possibles.

5 - 2 LIMITE SUPERIEURE DU COEFFICIENT DE MELANGE PAR LA MESURE DE LA PROBABILITE DE TRANSITION.

En comparant les valeurs expérimentales et calculées du temps de vie on peut donner une valeur du coefficient de mélange de la transition du niveau étudié. Les valeurs théoriques des périodes des niveaux ont été calculées en fonction de la multipolarité de la transition, par Weisskopf (We 51) dans le cadre du modèle en couche.

Si l'on connait une limite de la vie moyenne, on peut en tirer , dans certains cas, une limite du coefficient de mélange. En effet, appelons :

S la limite supérieure expérimentale de la période $T_{1/2}$ du niveau : $T_{1/2} \leqslant S$

L et L' les multipolarités de la transition (L' = L + 1)

λ la probabilité de transition : $\lambda = \lambda(L) + \lambda(L')$ et $T_{1/2} = \frac{1}{\lambda}$

W(L) et W(L') les périodes calculées par les formules de Weisskopf ,

le coefficient de mélange δ s'écrit alors :

$$\delta^2 = \lambda(L')/\lambda(L) = W(L) / W(L')$$

La limite expérimentale de S peut se situer de trois manières différentes par rapport aux vies Weisskopf. Dans le tableau ci-dessous, nous montrons, pour chaque cas, les informations que l'on peut déduire sur δ .

	1	2	3
Cas	$W(L) \leqslant W(L') \leqslant S$	$W(L) < S < W(L')$	$S < W(L) < W(L')$
Multipolarités	tous L et L' possibles	L et L' possible	tous L et L' impossibles
Commentaire	pas d'information sur δ	Condition sur δ	impossibilité

Dans le cas 1, éventuellement, un ralentissement de L' (et inversement, dans le cas 3, une accélération de L) conduirait au cas 2.

Nous allons établir la limite du coefficient de mélange δ dans le cas où $W(L) < S < W(L')$. La première inégalité $W(L) < S$ n'ap-

portera pas d'information, en effet

$$\lambda = \lambda(L) + \lambda(L') = \lambda(L)(1 + \delta^2) \quad \text{ou} \quad T_{1/2} = W(L)/(1 + \delta^2)$$

$T_{1/2} < S$ entraîne alors $\delta^2 \geqslant \frac{W(L)}{S} - 1$, mais W(L) étant inférieur à S par hypothèse $\frac{W(L)}{S} - 1$ est négative.

L'autre condition, $S < W(L')$, conduit, par le même calcul, à l'inégalité suivante : $\delta^2 \leqslant \frac{S}{W(L') - S}$. Comme par hypothèse $S < W(L')$, $\frac{S}{W(L') - S}$ est toujours positive et nous pouvons alors donner une limite supérieure de δ.

Si on introduit un facteur d'accélération A $(T_{1/2}(L') = W(L')/A)$, l'inégalité devient :

$$\delta^2 \leqslant \frac{A\,S}{W(L') - AS}$$

Dans le tableau V, nous donnons les périodes Weisskopf des transitions de 122, 131, 370, 520 et 782 keV pour les multipolarités E_1, M_1, E_2, M_2, E_3, M_3. (les périodes pour les transitions 122, 131 et 370 keV n'ont pas été calculées pour les multipolarités E_3 et M_3 car, les périodes pour les multipolarités E_2 et M_2 sont déjà nettement plus longues que les temps de vie mesurés). Les périodes des niveaux à 131, 253 et 624 keV ont été étudiées par Schulz (Sc67a) ; de ces mesures il déduit une limite supérieure du temps de vie de 3.10^{-10} pour les niveaux de 131 et 253 keV, et de 6.10^{-11} pour le niveau à 624 keV. D'autre part Chasman et al. (Ch65), par la méthode des faisceaux pulsés, donnent une limite supérieure de 10^{-8} sec, pour les cinq niveaux étudiés (tableau VI).

On peut remarquer que les transitions E_1 étant en général fortement retardées, le mélange $E_1 + M_2$ est peu probable pour les transi-

Energiesen Kev	Périodes Weisskopf pour différentes multipolarités					
	E_1	M_1	E_2	M_2	E_3	M_3
122	← 2,8 10^{-13}	1.2 10^{11}	2.6 10^{-6}	8.4 10^{-5}		
131	← 2,3 10^{-13}	1.1 10^{-11}	1.4 10^{-6}	5.9 10^{-5}		
370	← 1.0 10^{-14}	4.3 10^{-13}	7.7 10^{-9}	3.3 10^{-7}		
520	3.6 10^{-15}	1.6 10^{-13}	1.4 10^{-9}	6.0 10^{-8}	2.2 10^{-4}	1.6 10^{-2}
782	1.1 10^{-15}	2.8 10^{-13}	0.2 10^{-9}	0.8 10^{-8}	1.3 10^{-5}	9.0 10^{-4}

Tableau V :Périodes des cinq premiers niveaux excités du ^{48}Sc pour différentes multipolarités calculées à partir des formules de Weisskopf

Energiesen Kev des niveaux	122	253	624	1144	1406
Limites expérimentales des périodes	$\leqslant 3.10^{-10}$sec	$\leqslant 3.10^{-10}$sec	$\leqslant 6.10^{-11}$sec	$\leqslant 10^{-8}$sec	$\leqslant 10^{-8}$sec

Tableau VI :Limites supérieures expérimentales des temps de vie des niveaux du ^{48}Sc

tions de 122 et 131 keV. En effet le facteur de ralentissement est en moyenne de 10^3 dans la région $29 < A < 40$ et $5\ 10^4$ dans la région $41 < A < 140$ (Sk66). En admettant un facteur de ralentissement de $2.\ 10^3$ pour ces transitions, les multipolarités E_1, M_2 seraient exclues. Ceci est confirmé par les expériences de Schwartz (Sc 67) que nous discuterons plus tard.

Nous donnons dans le tableau VII, les limites calculées des différents mélanges de multipolarité possibles.

Les transitions E_2 et E_3 sont accélérées jusqu'à un facteur 10 environ. Les transitions M_2 et M_3 sont en général retardées, mais elles peuvent aussi, dans quelques cas, être accélérées jusqu'à un facteur 10, nous avons donc choisi de donner les limites pour un facteur d'accélération A égal à 1 et à 10.

Nous éliminerons, dans notre analyse, toutes les multipolarités des transitions dont le coefficient de mélange n'est pas permis par la limite calculée.

Puisque les mélanges quadripolaires-octopolaires des transitions de 131, 122 et 370 keV ne sont pas permis, la différence des spins entre les niveaux 0 - 131, 131 - 253 et 253 - 624 keV doit satisfaire la relation $|J_i - J_f| = 0, 1$, où J_i et J_f sont respectivement les spins du niveau initial et du niveau final. Connaissant le spin du niveau fondamental (J = 6) on déduit vingt-sept séquences possibles pour les trois premiers niveaux excités. L'analyse des résultats des expériences comprenant les mesures de la corrélation $(n_3 - \gamma_3)$, de la polarisation et de la distribution du rayonnement γ_3 (γ_3 étant la transition entre les niveaux à 624 et 253 keV) est moins complexe que celle des niveaux inférieurs. D'autre part, dans les analyses des corrélations $(n-\gamma)$ comprenant les transitions γ_2 et γ_1, il est nécessaire de connaître le coefficient de mélange δ_3 du rayonnement γ_3 ; nous avons donc commencé l'analyse de nos expériences par celle de la corrélation $(n_3 - \gamma_3)$ et de la polarisation du rayonnement γ_3.

131 Kev	Limite supérieure de δ	
Mélange	A=1	A=10
$E_1 + M_2$	$\leqslant$ 0.002	$\leqslant$ 0.007
$M_1 + E_2$	$\leqslant$ 0.014	$\leqslant$ 0.044

122 Kev	Limite supérieure de δ	
Mélange	A=1	A=10
$E_1 + M_2$	$\leqslant$ 0.002	$\leqslant$ 0.006
$M_1 + E_2$	$\leqslant$ 0.012	$\leqslant$ 0.039

370 Kev	Limite supérieure de δ	
Mélange	A=1	A=10
$E_1 + M_2$	$\leqslant$ 0.013	$\leqslant$ 0.036
$M_1 + E_2$	$\leqslant$ 0.008	$\leqslant$ 0.290

520 Kev	Limite supérieure de δ	
Mélange	A=1	A=10
$E_1 + M_2$	$\leqslant$ 0.45	tous δ
$M_1 + E_2$	tous δ	tous δ
$E_2 + M_3$	$\leqslant$0.0008	$\leqslant$0.003
$M_2 + E_3$	$\leqslant$0.007	$\leqslant$0.021

782 Kev	Limite supérieure de δ	
Mélange	A=1	A=10
$E_1 + M_2$	tous δ	tous δ
$M_1 + E_2$	tous δ	tous δ
$E_2 + M_3$	$\leqslant$0.003	$\leqslant$0.011
$M_2 + E_3$	$\leqslant$0.028	$\leqslant$0.088

Tableau VII : Estimation des limites supérieures des mélanges possibles de différentes multipolarités des transitions observées dans la réaction $^{48}Ca(pn)^{48}Sc$ pour différents facteurs d'accélération A.

5 - 3 ANALYSE DES RESULTATS.

1) Introduction.

Nous avons dans le chapitre "Application des corrélations angulaires" donné le principe des programmes d'analyse des polarisations planes, des corrélations (n-γ) et des corrélations (γ-γ). Nous allons maintenant détailler le traitement des solutions de la même variable obtenues dans les diverses expériences.

La comparaison de deux résultats entachés d'erreurs, $x_1 \pm \sigma_1$, et $x_2 \pm \sigma_2$, a été faite en considérant l'écart réel $D = x_1 - x_2$ et l'écart type combiné $d = \sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2}$.

Dans le programme de polarisation, les limites du coefficient de mélange δ sont définies à un écart-type, $|D| = d$.

La compatibilité des valeurs x_1 et x_2 (par exemple, solutions de δ d'une transition, obtenues par l'analyse de la polarisation et de la corrélation (n-γ)) est définie en imposant un seuil à la probabilité d'accord P($X^2 \geqslant$ à la valeur calculée) obtenue, à partir de la distribution de probabilité de la variable aléatoire X^2 (Li61), dans un test en X^2 de la moyenne pondérée $x \pm \sigma(x)$; le seuil a été pris à 1 %, ce qui correspond à la condition $|D| \leqslant 2.5$ d.

D'autre part, dans l'analyse des corrélations (n-γ), pour chaque valeur de δ on calcule, par la méthode des moindres carrés, une valeur de X^2 et sa probabilité, et en outre, l'inconnue de population W et son erreur. N'ayant imposé aucune contrainte pour la résolution du système, la population peut varier de $-\infty$ à $+\infty$. Les variables calculées par la méthode des moindres carrés ayant une distribution de probabilité gaussienne, nous avons calculé la probabilité pour que la valeur trouvée de la population soit comprise entre 0 et 1. En multipliant la probabilité

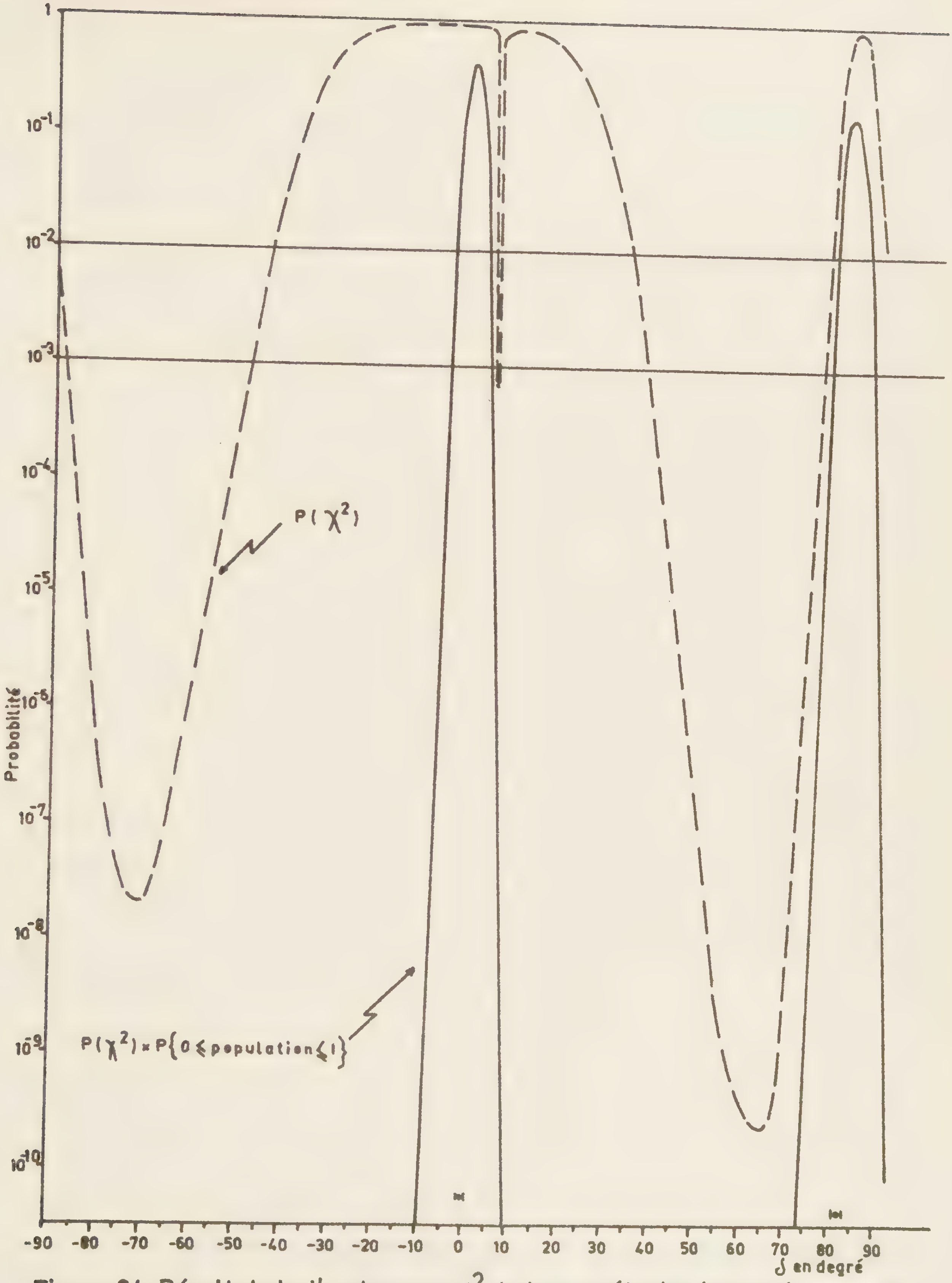


Figure 24 : Résultat de l'analyse en χ^2 de la corrélation $(n_3 - \gamma_3)$ mesurée à $E_p = 1.97$ Mev., pour la séquence de spin 3–4

X^2 et la probabilité W, pour chaque δ, nous obtenons la distribution de probabilité de la variable δ. lorsqu'on fait varier le coefficient de mélange de $-\infty$ à $+\infty$. Nous montrons figure 24, à titre d'exemple, l'analyse de la corrélation $(n_3 - \gamma_3)$. De cette distribution, on peut alors calculer une valeur moyenne et sa déviation standard (en général la distribution est symétrique au voisinage de la solution). On écartera toutes les solutions lorsque le produit des probabilités de X^2 et de W est inférieur à 1 %.

De même dans l'analyse des corrélations $(\gamma - \gamma)$, on introduira le produit des probabilités de X^2 et de W. Mais l'analyse étant bidimensionnelle en δ, , on n'a pas calculé la valeur moyenne.

2) <u>Résultats d'analyse de la corrélation $(n_3 - \gamma_3)$ et de la polarisation du rayonnement γ_3.</u>

En tenant compte de la restriction $|J_i - J_f| = 0, 1$, il y a quinze séquences possibles pour les niveaux à 624 keV et 253 keV. Le spin de l'état fondamental fixe les valeurs des spins du niveau à 253 keV entre 4 et 8 et du niveau à 624 keV entre 3 et 9.

Nous avons examiné tous les cas dans l'analyse de chaque expérience. Les valeurs de δ_3 déduites de l'analyse des expériences de corrélation et de polarisation sont données dans le tableau VIII , ainsi que la valeur moyenne et la probabilité d'accord. Dans la dernière colonne sont présentées les solutions retenues (Probabilité > 1 %) avec les multipolarités déduites de la mesure de la polarisation.

Les séquences de spins sont classés par groupe de valeurs défini ainsi : $J_i = J_f + 1$, $J_i = J_f$ et $J_i = J_f - 1$, les solutions dans un groupe étant peu sensibles à la valeur du spin de départ. Ceci s'explique par le fait que, dans un groupe, les coefficients de Ferentz varient peu quand la valeur du spin augmente.

Seules les séquences $J_i = J_f - 1$ donnent une solution d'accord (dipôle prédominant) entre les coefficients de mélange déduits des deux

c — d	δ_3 en degrés Corrélation($n_3-\gamma_3$)	δ_3 en degrés Polarisation γ_3	δ_3 en degrés Moyenne	Probabilité d'accord en %	Solutions retenues	
					δ_3	multipolarités
3 - 4	0.16 ± 1.28	0.34 ± 0.48	0.32 ± 0.45	89.5	0.006 ± 0.008	M_1 E_2
	83.7 ± 1.5	89.3 ± 1.0	87.6 ± 2.6	0.3		
4 - 5	1.02 ± 1.10	0.35 ± 0.51	0.47 ± 0.46	58.1	0.008 ± 0.008	M_1 E_2
5 - 6	1.49 ± 1.03	0.36 ± 0.52	0.59 ± 0.47	33.3	0.010 ± 0.008	M_1 E_2
6 - 7	1.79 ± 0.10	0.37 ± 0.54	0.69 ± 0.59	21.1	0.01 ± 0.01	M_1 E_2
7 - 8	2.00 ± 0.97	0.38 ± 0.55	0.77 ± 0.69	14.8	0.01 ± 0.01	M_1 E_2
5 - 4	-5.0 ± 0.9	-0.5 ± 0.8	-2.5 ± 2.2	9×10^{-3}		
6 - 5	-4.7 ± 0.9	-0.5 ± 0.7	-2.3 ± 2.1	0.02		
7 - 6	-4.5 ± 0.9	-0.5 ± 0.7	-2.2 ± 2.0	0.03		
8 - 7	-4.4 ± 0.9	-0.5 ± 0.7	-2.1 ± 1.9	0.04		
9 - 8	-4.3 ± 0.9	-0.5 ± 0.7	-2.0 ± 1.9	0.06		
5 - 5	35.8 ± 1.8	43.5 ± 0.8	42.3 ± 2.8	0.08		
4 - 4	33.9 ± 1.9	42.3 ± 0.9	40.7 ± 3.4	0.08		
6 - 6	33.7 ± 1.7	44.4 ± 0.6	43.5 ± 2.3	0.13		
7 - 7	38.4 ± 1.7	45.0 ± 0.6	44.4 ± 1.9	0.24		
8 - 8	39.3 ± 1.7	45.5 ± 0.5	45.1 ± 1.6	0.42		

Tableau VIII : Coefficients de mélange δ_3 résultant des expériences de corrélation ($n_3-\gamma_3$) et de polarisation plane du rayonnement γ_3 pour les différentes possibilités de séquences de spins

expériences. Il reste donc cinq séquences de spins pour les niveaux à 624 et 253 keV. La limite du temps de vie donnée par Chasman pour le niveau à 624 keV, ne permet pas d'exclure les transitions quadrupolaires. Nous avons donc considéré les séquences de spins $J_i = J_f \pm 2$. L'analyse des expériences de corrélation (n-γ) ne donne aucune solution pour $J_i = J_f - 2$, par contre pour $J_i = J_f + 2$, l'analyse de la polarisation et de la corrélation (n-γ) donne des solutions en très bon accord, mais seulement pour des transitions octopolaires prédominantes. Nos résultats sont donc en bon accord avec la limite de la période donnée par Schulz.

3) Résultats d'analyse des corrélations $(n_3 - \gamma_2 + n_2 - \gamma_2)$, $(n_3 - \gamma_1 + n_2 - \gamma_1 + n_1 - \gamma_1)$, expérience β et des corrélations $(n_2 - \gamma_2)$, $(n_2 - \gamma_1 + n_1 - \gamma_1)$, expérience α.

Par l'expérience β et l'expérience α, nous avons déterminé les coefficients A_o et a_2 des corrélations $(n_3 - \gamma_2)$ et $(n_3 - \gamma_1)$ à l'aide du programme exposé dans le chapitre "Application des corrélations angulaires". Nous avons trouvé par :

la corrélation $(n_3 - \gamma_2)$:

$$A_o^{32} = 1315 \pm 23 \qquad a_2^{32} = -0,15 \pm 0,02$$

et la corrélation $(n_3 - \gamma_1)$:

$$A_o^{31} = 1308 \pm 34 \qquad a_2^{31} = -0,19 \pm 0,02$$

Ce calcul donne des résultats assez précis, car l'intensité de la corrélation $(n_2 - \gamma_2)$ est faible par rapport à l'intensité de la corrélation $(n_3 - \gamma_2)$ et il en est de même pour la corrélation $(n_2 - \gamma_1 + n_1 - \gamma_1)$ par rapport à la corrélation $(n_3 - \gamma_1)$.

Analyse de l'expérience β.

Nous pouvons donc, connaissant a_2^{33} (mesuré) et a_2^{32} (calculé), éliminer le terme d'orientation du niveau à 624 keV en formant le rapport des expressions théoriques. En introduisant les diverses valeurs de δ_3 trouvées auparavant, nous avons, pour les différentes séquences de spins possibles (c-d-e), cherché un test d'accord entre la valeur expérimentale et la fonction théorique en faisant varier δ_2. Les valeurs de δ_2 trouvées ainsi seront alors comparées à celles déduites de l'analyse de la corrélation (n_2- γ_2).

Nous avons considéré les neuf séquences possibles de spins pour les niveaux à 253 keV et à 131 keV (trois spins possibles pour le niveau à 131 keV, 5, 6 et 7). Nous donnons, tableau IX, les différentes valeurs de δ_2 trouvées par l'expérience (n_3-γ_2) et l'expérience (n_2-γ_2) et d'autre part la valeur moyenne avec la probabilité d'accord. Seules, les séquences 5-5, 6-6 et 7-7 ne donnent pas d'accord ; il reste donc six séquences possibles (tableau X).

Analyse de l'expérience α.

De même connaissant a_2^{33} et a_2^{31}, nous pouvons déterminer δ_1 pour les six séquences. D'autre part l'analyse de la corrélation (n_2- γ_1 + n_1- γ_1) peut donner une autre information sur δ_2. Les corrélations (n_2- γ_1) et (n_1- γ_1) étant d'intensité comparable, nous n'avons pas cherché à déterminer les coefficients a_2^{21}. A l'aide d'un programme exposé dans le chapitre "Application des corrélations angulaires", la corrélation (n_2 - γ_1 + n_1 - γ_1)a été analyséeen fixant l'intensité I_2 de la corrélation (n_2 - γ_2), la population W du niveau à 253 keV et le coefficient de mélange δ_2, déterminés dans l'analyse de la corrélation (n_2 - γ_2).

d — c	δ_2 en degrés Corrélation $(n_2-\gamma_2)$	δ_2 en degrés Corrélation $(n_3-\gamma_2)$	δ_2 en degrés Moyenne	% Probabilité d'accord	δ_2 Solutions retenues
4 — 5	−0.13 ± 2.22	−1.25 ± 2.90	−0.54 ± 1.76	75.9	−0.009 ± 0.031
5 — 6	+0.40 ± 2.10	−1.10 ± 2.92	−0.11 ± 1.70	67.6	−0.002 ± 0.030
6 — 7	+0.74 ± 2.03	−0.96 ± 2.94	+0.19 ± 1.67	63.5	+0.003 ± 0.029
5 — 5	pas de solution	+46 ± 7.0			
6 — 6	pas de solution	+49.0 ± 7.5			
7 — 7	pas de solution	+53.0 ± 9.0			
6 — 5	−3.95 ± 1.77	−2.39 ± 2.51	−3.43 ± 1.44	61.2	−0.06 ± 0.03
7 — 6	−3.74 ± 1.76	−1.98 ± 2.68	−3.21 ± 1.47	58.4	−0.06 ± 0.03
8 — 7	−3.58 ± 1.76	−1.66 ± 2.84	−3.04 ± 1.50	56.7	−0.05 ± 0.03

Tableau IX : Coefficients de mélange δ_2 résultant des expériences de corrélation $(n_2-\gamma_2)$ et $(n_3-\gamma_2)$ pour les différentes possibilités de séquences de spins

c − d − e	δ_3	δ_2
3 − 4 − 5	+0.006 ± 0.008	−0.009 ± 0.031
4 − 5 − 6	+0.008 ± 0.008	−0.002 ± 0.030
5 − 6 − 7	+0.010 ± 0.008	+0.003 ± 0.029
5 − 6 − 5	+0.010 ± 0.008	−0.06 ± 0.03
6 − 7 − 6	+0.01 ± 0.01	−0.06 ± 0.03
7 − 8 − 7	+0.01 ± 0.01	−0.05 ± 0.03

Tableau X : Récapitulation des résultats présentés dans les tableaux
Séquences de spins restantes

d – e – f	δ_1 en degrés Corrélation $(n_2-\gamma_1+n_1-\gamma_1)$	δ_1 en degrés Corrélation$(n_3-\gamma_1)$	δ_1 en degrés Moyenne	% Probabilité d'accord	δ_1 Solutions retenues
4 – 5 – 6	-4.7 ± 2.8	-3.8 ± 2.9	-4.2 ± 2.0	80	-0.07 ± 0.04
5 – 6 – 6	pas de solution				
6 – 7 – 6	+0.6 ± 2.4	+0.2 ± 3 5	+0.5 ± 2.0	90	+0.008 ± 0.04
6 – 5 – 6	-4.7 ± 3.0	-4.1 ± 4.1	-4.5 ± 2.4	90	- 0.08 ± 0.04
7 – 6 – 6	pas de solution				
8 – 7 – 6	+0.6 ± 2 5	+0.4 ± 3.8	+0.5 ± 2.1	95	+0.009 ± 0.04

Tableau XI : Coefficients de mélange δ_1 résultant des expériences de corrélations $(n_2-\gamma_1+n_1-\gamma_1)$ et $(n_3-\gamma_1)$ pour les différentes possibilités de séquences de spins.

c – d – e – f	δ_3	δ_2	δ_1
3 – 4 – 5 – 6	+0,006 ± 0.008	-0.009 ± 0.031	-0.07 ± 0.04
5 – 6 – 7 – 6	+0.010 ± 0.008	+0.003 ± 0.029	+0.008 ± 0.04
5 – 6 – 5 – 6	+0.010 ± 0.008	- 0.06 ± 0.03	- 0.08 ± 0.04
7 – 8 – 7 – 6	+0.01 ± 0.01	- 0.05 ± 0.03	+ 0.009 ± 0.04

Tableau XII : Récapitulation des résultats présentés dans les tableaux

Les différents résultats sont présentés dans le tableau XI. Nous résumons dans le tableau XII les quatre cascades restantes possibles ainsi que les valeurs des coefficients $\delta_3, \delta_2, \delta_1$. En considérant les intensités des différents groupes de neutrons, les séquences 5-6-7-6, 5-6-5-6 et 7-8-7-6 sont peu probables ; nous allons tout de même tenir compte de ces possibilités dans l'analyse des dernières expériences.

4) Résultats d'analyse des expériences comprenant les rayonnements γ_4 et γ_5.

Les limites des temps de vies des radiations de 520 et 782 keV permettant l'existence de transitions quadripolaires, nous devons admettre tous les spins tels que $|J_i - J_f| = 0, 1, 2$. La mesure de la polarisation du rayonnement γ_4 n'étant pas significative, nous avons analysé d'abord la corrélation $(n_5 - \gamma_5)$ et la polarisation plane du rayonnement γ_5.

Toutes les séquences possibles de spins (quinze) ont été considérées. Nous donnons, dans le tableau XIII, seulement les résultats des séquences de spins donnant lieu à des solutions d'accord entre les deux expériences. Seule la séquence 2-3 donne une bonne solution, les transitions quadripolaires-octupolaires (séquences 1-3 et 3-5) étant éliminées par la limite du temps de vie. La séquence 4-5 (probabilité d'accord de 2,5%) a été écartée par l'analyse de la corrélation $(\gamma_5 - \gamma_3)$.

Il reste donc une seule séquence possible a = 2, c = 3, d = 4, e = 5, f = 6.

Le spin du niveau à 624 keV étant déterminé (c = 3), il suffit de considérer les cinq spins possibles 1, 2, 3, 4, 5 pour le niveau à 1144 keV. L'analyse de la corrélation $(n_4 - \gamma_4)$ élimine la séquence 5-3. Les valeurs des coefficients δ_4 déterminées dans cette analyse sont données tableau XIV.

a – c	δ_5 en degrés Corrélation ($n_5-\gamma_5$)	δ_5 en degrés Polarisation γ_5	δ_5 en degrés Moyenne	Probabilité d'accord en %	Solutions retenues	
					δ_5	Multipolarité
1 – 3	+25.1 ± 9.5	+ 10 ± 6	+ 16.6 ± 8.0	22		M_2 E_3
	-51.7 ± 22.2	-10.8 ± 0.4	-10.8 ± 0.7	6.5		E_2 M_3
2 – 3	-2.8 ± 1.8	-1.35 ± 0.65	-1.5 ± 0.6	46	-0.026 ± 0.011	E_1 M_2
3 – 5	-17.1 ± 1.2	-15.3 ± 0.6	-15.7 ± 0.7	18		E_2 M_3
	+79.8 ± 1.1	+77.3 ± 0.4	+77.6 ± 2.9	2.9		M_2 E_3
4 – 5	+0.75 ± 0.7	-1.60 ± 0.80	-0.23 ± 1.16	2.5		E_1 M_2

Tableau XIII : Coefficients de mélange δ_5 résultant des expériences de corrélation ($n_5-\gamma_5$) et de polarisation plane du rayonnement γ_5 pour les différentes possibilités de séquences de spins.

b – c	δ_4 en degrés Corrélation ($n_4-\gamma_4$)	δ_4 en degrés Solutions retenues	δ_4 Solutions compatibles avec la corrélation ($\gamma_4-\gamma_3$)
1 – 3	-90 à -10 et 60 à 90 + 0.2 à +50.2	⩽ 0.02	
2 – 3	-1.12 ± 1.41 80.6 ± 0.8	-1.12 ± 1.41 0.6 ± 0.8	-0.020 ± 0.024
3 – 3	30.7 ± 0.9	30.7 ± 0.9	
4 – 3	6.07 ± 0.40	6.07 ± 0.40	
5 – 3	pas de solution		

Tableau XIV : Coefficients de mélange δ_4 résultant des expériences de corrélation ($\gamma_4-\gamma_3$) pour les différentes possibilités de séquences de spins.

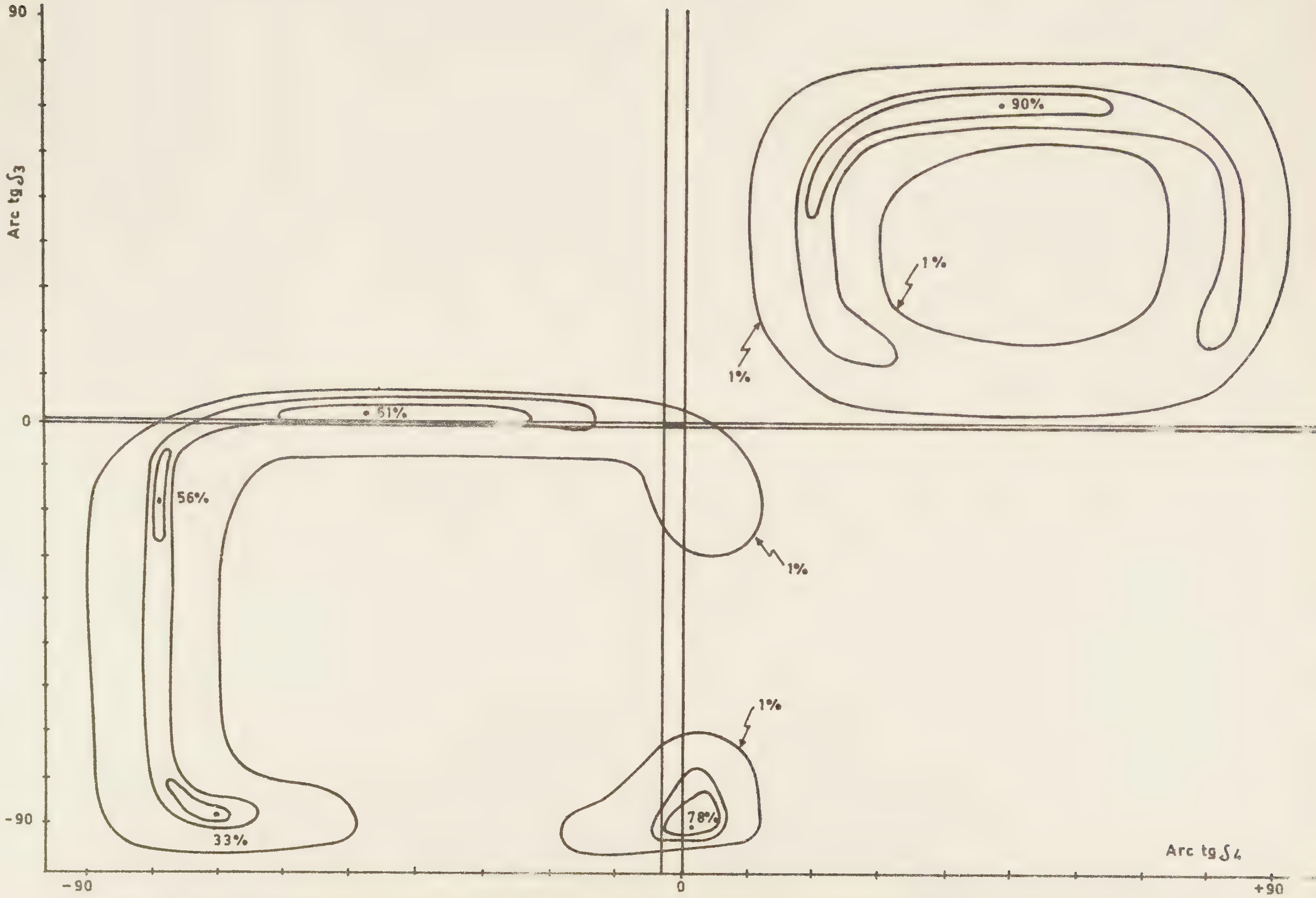


Figure 25 : Analyse de la corrélation (γ-γ) des rayonnements de 520 et 370 Kev. Courbes isoprobables

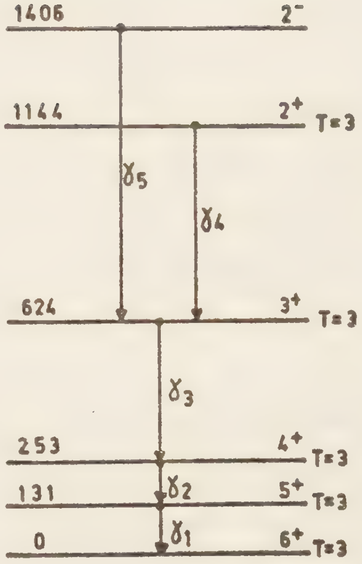
Dans le cas de la séquence 1-3, les solutions obtenues sont mal définies (X^2 constant) car la fonction de corrélation est limitée à l'ordre deux. Nous avons donc retenu comme valeur des coefficients de mélange la limite donnée par Weisskopf.

L'analyse de la corrélation (n_4-γ_4) n'a pas permis de conclure entre les quatre spins 1, 2, 3, 4 sans des informations supplémentaires, données dans les autres cas par l'analyse de la polarisation plane. L'analyse de la corrélation (γ_4-γ_3) nous apporte des contraintes ; en effet, seule la séquence 2-3 (figure 25) donne un accord avec les solutions trouvées par l'expérience de la corrélation (n_4-γ_4). La figure 25 représente la probabilité X^2 en fonction des coefficients δ_4 et δ_3, les lignes tracées étant des courbes d'égale probabilité. Les solutions δ_4 et δ_3 obtenues dans les analyses précédentes sont reportées et la solution est représentée par un domaine hachuré. La solution ne correspond pas à un maximum de probabilités, ce qui s'explique par l'erreur statistique des coefficients de la corrélation (γ-γ) (l'erreur statistique est due à une faible asymétrie et au fait que la corrélation a été mesurée seulement à trois angles). Cependant, cette mesure nous a permis d'éliminer les cas 1-3, 3-3, 4-3 et de déterminer le spin du niveau à 1144 keV, J = 2 ; nous n'avons pu assigner la parité puisque la mesure de la polarisation de la transition de 520 keV ne peut donner d'informations, les effets de polarisation et de distribution étant non significatifs.

5-4 DISCUSSION DES RESULTATS

Nos mesures de spectroscopie gamma, de corrélations neutron-gamma, de polarisations planes, de corrélations gamma-gamma et de vies moyennes, ont permis d'établir les propriétés des cinq premiers niveaux excités du ^{48}Sc obtenus par la réaction ^{48}Ca (p, n) ^{48}Sc.

Des mesures de spectroscopie directe et en coïncidence, on a déduit le schéma des niveaux ci-contre. Nous avons vérifié les énergies des différents rayonnements gamma de 122, 131, 370, 520 et 782 keV, à l'aide d'un détecteur Ge Li. Par les mesures de coïncidences neutrons-gamma on a pu établir l'ordre des transitions et ainsi les énergies des niveaux de 131, 253, 624, 1144 et 1406 keV. En particulier, de la corrélation $(n_2-\gamma_1 + n_1 - \gamma_1)$, nous avons constaté que la transition de 131 keV est émise par la désexcitation du premier niveau excité.



Les expériences de corrélation et de polarisation, nous ont permis d'établir les spins et parités 5^+, 4^+, 3^+, 2^+, 2^- des niveaux de 131, 253, 622, 1144 et 1406 keV et les valeurs des coefficients de mélange $\delta_1 = -0.07 \pm 0.04$, $\delta_2 = -0.01 \pm 0.03$, $\delta_3 = +0.006 \pm 0.008$, $\delta_4 = -0.02 \pm 0.03$, $\delta_5 = -0.03 \pm 0.02$ des rayonnements gamma de 131, 122, 370, 520 et 782 keV. En tenant compte des limites des temps de vie mesurés et les analyses des polarisations, nous avons trouvé que les composantes multipolaires des transitions de 131, 122 et 370 keV sont M1 - E2, de la transition de 520 keV M1-E2 ou E1 - M2 et de la transition de 782 keV E1 - M2. Toutes ces transitions sont de caractère fortement dipolaire en accord avec les limites des périodes mesurées.

Tous les niveaux de basse énergie qui ont une parité positive doivent appartenir à la configuration $(f_{7/2})^{-1} (f_{7/2})^{+1}$. Ceci nous conduit à supposer que le niveau de spin 2 à 1144 keV peut faire partie de la configuration. L'expérience de Schwartz, que nous discuterons plus tard, confirme cette supposition.

Nous connaissons maintenant cinq états ($J=6^+, 5^+, 4^+, 3^+, 2^+$) dus à l'interaction résiduelle v_{np}. Les trois derniers états de la configuration ($J = 0^+, 1^+, 7^+$) n'ont pas été observés dans la réaction ^{48}Ca (pn) ^{48}Sc. Au maximum d'énergie d'excitation utilisée, E_p = 3,0 MeV, le niveau 7^+ doit être très faiblement alimenté, car le moment angulaire transféré minimum est 6 ; déjà, à cette énergie, on ne voit aucun groupe de neutrons décroissant au niveau fondamental 6^+. Par contre, les états 0^+ et 1^+ sont certainement situés à des énergies supérieures au dernier niveau atteint.

Si on se réfère au schéma des niveaux obtenus par de Shalit et Schwartz (figure 1, calcul des énergies des états dus à l'interaction résiduelle du type $v_{np} = -\left[(1-\alpha) + \alpha\, \vec{\sigma}_n . \vec{\sigma}_p\right] V_o\, d\,(r_n - r_p)$), on constate, qu'aux environs de la valeur α égale 0,85, l'ordre des niveaux 6^+, 5^+, 4^+, 3^+, 2^+ est celui trouvé par l'expérience. On peut alors avoir une idée approximative de la position des niveaux 0^+, 1^+, 7^+ ; le niveau 0^+ se situerait à une énergie très élevée, tandis que le niveau 1^+ se placerait au-dessus de tous les autres niveaux et le niveau 7^+ au voisinage du niveau 2^+.

Le niveau 0^+ est l'état analogue du niveau fondamental $J = 0^+$, T = 4 du ^{48}Ca ; c'est l seul niveau du ^{48}Ca qui appartienne à la configuration $(f_{7/2})^2$ en conséquence du principe de Pauli.

Nous avons donc calculé l'énergie du niveau $J = 0^+$ T = 4 du ^{48}Sc en prenant la valeur du déplacement coulombien ΔE_c, 7175 $\pm$ 15 keV donnée par Nolen et al. (No67) et le bilan de réaction, Q égale - 493 $\pm$ 12 keV, obtenu à partir des excès de masse des noyaux ; la valeur trouvée est 6680 $\pm$ 20 keV. D'autre part, tous les autres niveaux de la configuration $(f_{7/2})^2$ du ^{48}Sc ne pouvant être des états analogues de niveaux du ^{48}Ca, ils ont tous un spin isobarique T = 3 (Tz = 3 pour le ^{48}Sc).

Des conclusions de notre travail et des résultats partiels, obtenus par différents auteurs dans l'étude du noyau ^{48}Sc, nous allons chercher à identifier les huit états de la configuration. Ce noyau a été étudié à l'aide de nombreuses réactions : ^{49}Ti (d, τ)^{48}Sc à E_d = 16 à 19 MeV par Yntema et al (Yn64), ^{49}Ti (t, α) ^{48}Sc à E_t = 20 MeV par Schwartz (Sc67), ^{50}Ti (d, α) ^{48}Sc à E_d = 19.9 MeV par Grotowski et al (Gr67), ^{48}Ca (τ ,t) ^{48}Sc à E_τ = 15 MeV par Ohnuma et al (Oh67), ^{48}Ca (p,n) ^{48}Sc à E_p = 4.03 à 5,63 MeV par Mc Murray et al.(Mc67). Sur la figure 26, nous montrons les différents schémas des niveaux donnés par les différents auteurs ainsi que celui donné par Chasman et al.

Dans les réactions ^{49}Ti (d,τ), ^{49}Ti (t,α) et ^{50}Ti (d,α), les moments angulaires du ou des nucléons transférés ont été déterminés par les mesures de distributions angulaires des particules sortantes ; on peut ainsi déduire les configurations des niveaux connaissant le mécanisme de réaction.

Dans le cas de la réaction employée par Grotowski et al., seuls les états de spin impair peuvent être écartés. En effet, si l'on considère la réaction comme une capture de deux nucléons, T = 0, dans une même couche, l'antisymétrisation de la fonction d'onde limite les moments angulaires à des valeurs impaires ; le spin du noyau initial étant nul, le spin de l'état formé est égal au moment angulaire de la particule captée.

Grotowski et al. trouvent quatre niveaux aux énergies de 140, 600, 1060 et 2030 keV. Il assigne le spin 7^+ au niveau de 1060 $\pm$ 40 keV et le spin 5^+ au niveau de 140 $\pm$ 40 keV. Ceci confirme notre résultat pour le niveau 5^+. La position du niveau 7^+ est en accord avec notre déduction théorique et correspond sans doute au niveau à 1093 $\pm$ 3 keV vu par Ohnuma et al.

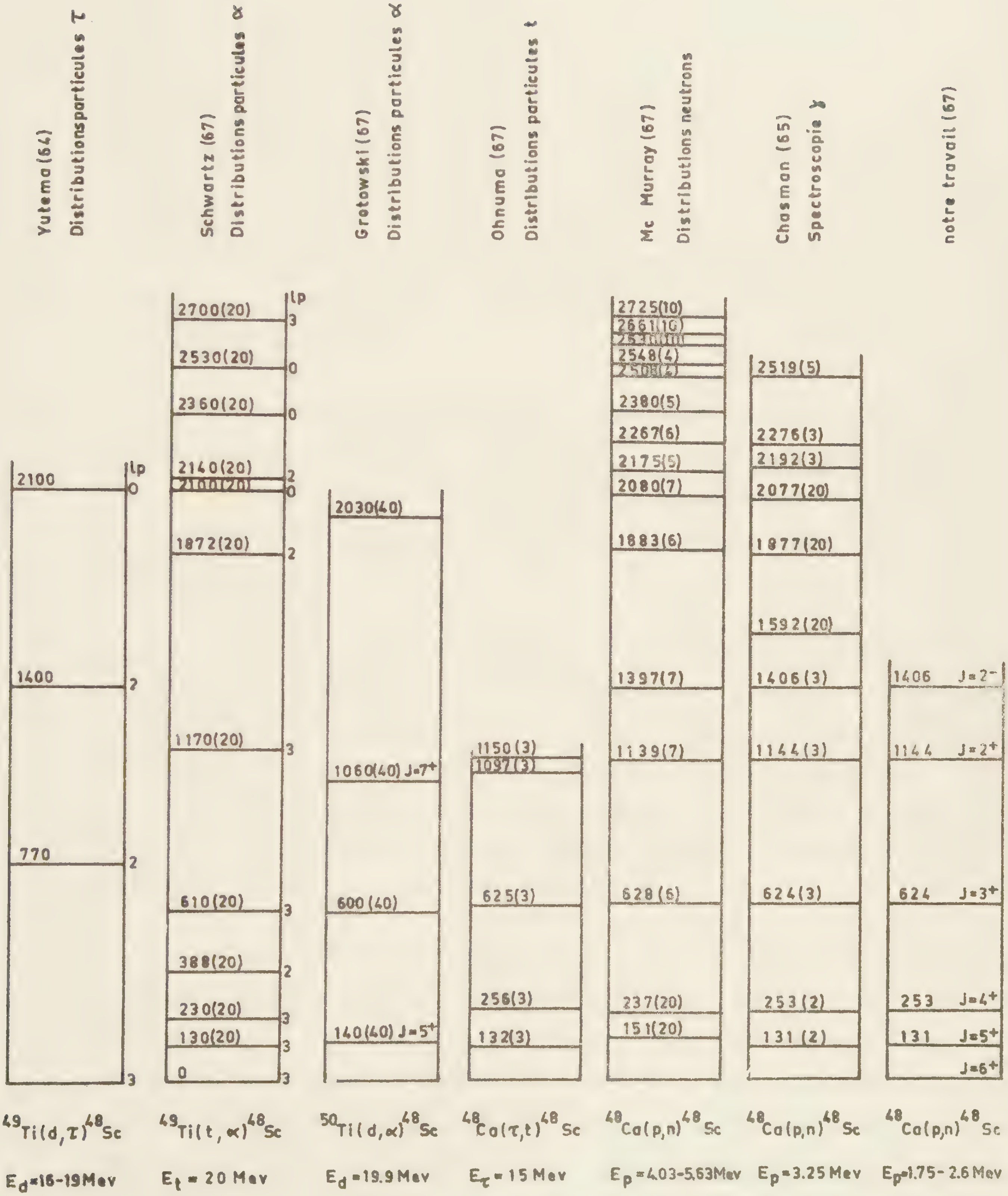


Figure 26: Niveaux observés du ^{48}Sc obtenus dans les différentes réactions étudiées

Dans la réaction $^{49}Ti\ (t, \alpha)\ ^{48}Sc$, Schwartz observe les niveaux à 0, 130 , 230, 610, 1170 et 2700 keV, tous à ± 20 keV, et attribue à la particule transférée le moment angulaire l_p, égal 3. Ce travail confirme bien nos résultats et établit que le niveau à 1144 ± 3 keV (1170 ± 20) est bien de parité positive. Tous les niveaux de la configuration étant déterminés, excepté le niveau 1^+, le niveau à 2700 keV de parité positive est sans doute l'état 1^+ qui correspond aux prédictions théoriques. Ce niveau a été vu ainsi à l'énergie de 2725 ± 10 keV par Mc Murray.

Enfin l'étude de Yntema apporte une confirmation de la parité du niveau à 1406 keV. Il lui attribue une configuration trou $d_{3/2}$. Par l'étude de la résonance de 1.97 MeV dans la réaction $^{48}Ca\ (p, n)\ ^{48}Sc$, Chilosi et al (Ch68) apporte une interprétation identique pour le niveau de parité négative.

Toutes ces mesures ont donc confirmé nos résultats et nous ont permis de déterminer l'ensemble des limites d'états de la configuration $(f_{7/2})^{-1}\ (f_{7/2})^{+1}$ (figure 27 col. 1). Il faut remarquer que les prédictions données par le calcul théorique en partant d'une force v_{np} à portée nulle, sont remarquables. Nous allons, à partir des énergies des huit états dus à l'interaction résiduelle, calculer, par la transformation trou-particule, les énergies des niveaux du ^{42}Sc.

Le ^{42}Sc a été étudié par de nombreux auteurs : Rogers et al (Ro63), Cline et al (Cl65), Zurmuhle et al (Zu66) par la réaction $^{40}Ca\ (\tau, p)\ ^{42}Sc$, Nelson et al (Ne65) pour la réaction $^{39}K\ (\alpha, n)\ ^{42}Sc$, Rivet et al (Ri66) par la réaction $^{40}Ca\ (\alpha d)\ ^{42}Sc$, puis récemment Schwartz et al (Sc67) par la réaction $^{42}Ca\ (\tau, t)\ ^{42}Sc$. Nous donnons (figure 27 col. 1) le schéma des niveaux de la configuration $(f_{7/2})^2$ suggéré par Schwartz. Seuls les spins du niveau fondamental ($J=0^+$), et des deux

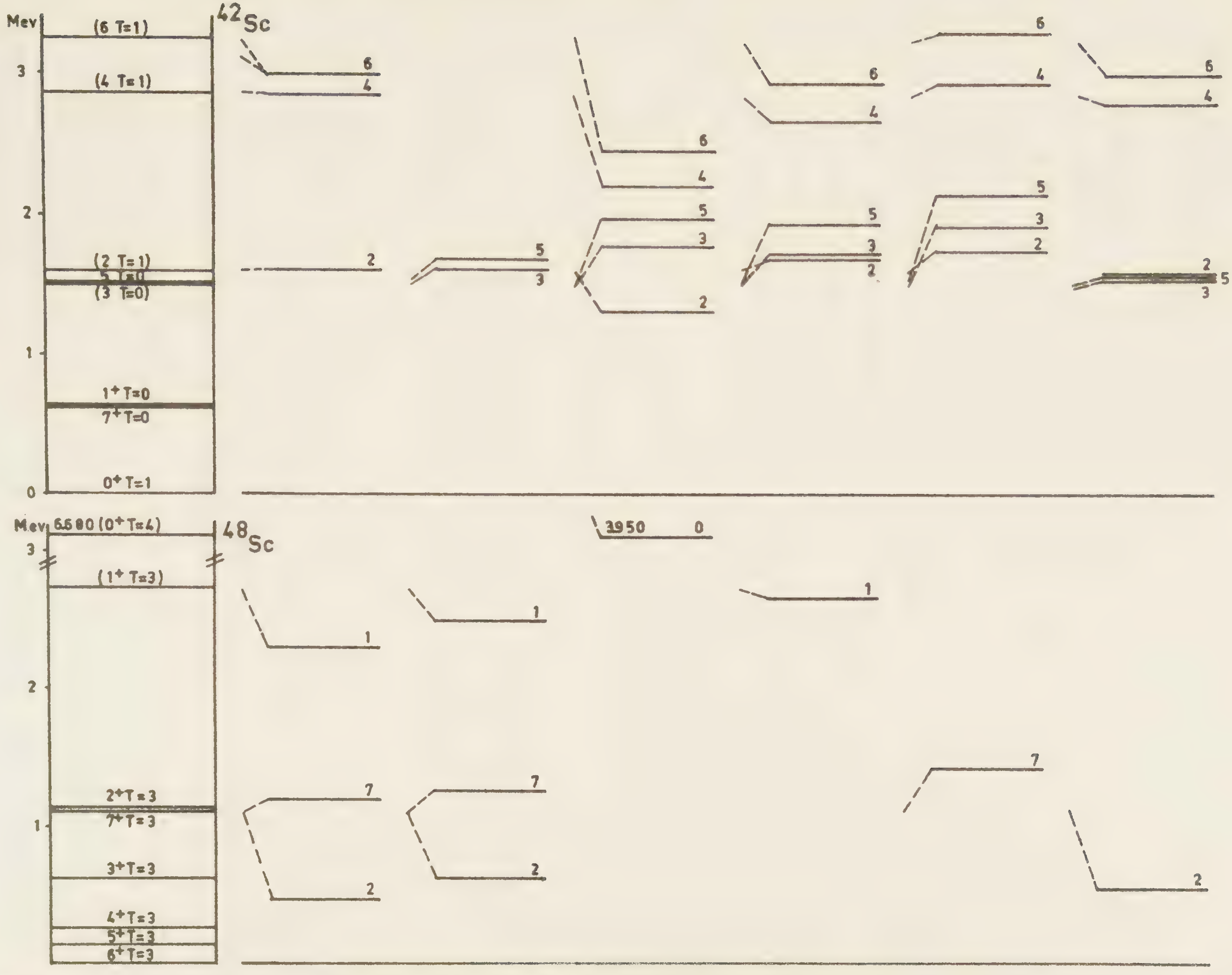


Figure 27: Spectres de la configuration $(f_{7/2})^2$ observés dans le ^{42}Sc et le ^{48}Sc, et les énergies de différents niveaux calculées par la transformation trou-particule

premiers niveaux excités 616 $\pm$ 2 keV et 624 $\pm$ 3 keV ont été mesurés ($J = 1^+$ et 7^+ respectivement). Nous avons fait plusieurs calculs prenant comme données fixes les états de spins 6, 5, 4, 3 du ^{48}Sc et les états de spins 0, 1, 7 du ^{42}Sc. Dans nos premiers calculs, nous avons cherché à déterminer les niveaux $0^+, 1^+, 7^+$ du ^{48}Sc en prenant successivement l'état 2^+, les états 3^+, 5^+, les états 4^+, 6^+ puis les états 2^+, 4^+, 6^+ du ^{42}Sc comme inconnues. Dans certains de ces cas, il n'y a pas d'accord. Nous avons alors voulu déterminer les états 1^+, 2^+, 7^+ du ^{48}Sc en faisant la même série de calculs. Les résultats sont satisfaisants pour l'ensemble des niveaux sauf pour l'état 2 qui se place systématiquement plus bas, aux environs de 500 keV (figure 27 col. 2et3). Ensuite nous avons pris successivement les états $0^+, 1^+$, 2^+, 7^+ du ^{48}Sc et l'ensemble des états 2^+, 3^+, 4^+, 5^+, 6^+ du ^{48}Sc comme inconnues (figure 27 col. 4,5,6,7). Là encore, le meilleur accord existe pour l'ensemble des niveaux calculés, lorsque le niveau 2^+ est une inconnue, mais son énergie est d'un facteur deux trop bas (figure 27 col. 7).

On a essayé de calculer l'énergie de chaque niveau séparément, en considérant toutes les autres énergies comme données. Le résultat de ce calcul est présenté dans le tableau suivant :

Spins	6	5	4	3	7	2	1	0
observés	0	131 ± 2	253 ± 2	624 ± 3	1097 ± 3	1144 ± 3	2725 ± 10	6680 ± 20
calculés		255 ± 75	195 ± 105	820 ± 150	1175 ± 65	490 ± 65	2440 ± 210	5660 ± 590

Spins	0	1	7	3	5	2	4	6
observés	0	616 ± 2	624 ± 3	1498 ± 3	1518 ± 3	1593 ± 3	2848 ± 13	3225 ± 14
calculés		360 ± 180	65 ± 70	1605 ± 110	1865 ± 85	1695 ± 150	2570 ± 140	2750 ± 145

Niveaux de la configuration $(f_{7/2})^2$ observés et calculés du ^{48}Sc et du ^{42}Sc

L'ensemble des calculs à partir de la transformation particule-trou, donne un accord assez satisfaisant avec les résultats expérimentaux. A partir de là, on pourra calculer les éléments de matrice de l'interaction résiduelle de chaque état de la configuration et ces valeurs pourront servir à calculer les énergies des niveaux de configuration quelconque dans les couches $f_{7/2}$. Dans toutes ces considérations, nous avons supposé que tous les états sont de configuration pure, ce qui n'est peut être pas correct, en particulier, pour l'état 2^+ du ^{48}Sc et de l'état 7^+ du ^{42}Sc.

CONCLUSION

Le but de notre travail était d'apporter des renseignements sur l'interaction résiduelle de deux nucléons dans le noyau, en déterminant le schéma spectroscopique du ^{48}Sc. A cet effet, nous avons utilisé la réaction $^{48}Ca\ (p,n)\ ^{48}Sc$, qui, pour une énergie de bombardement de 3 MeV, nous a permis d'alimenter les cinq premiers niveaux excités de ce noyau.

Nous avons effectué de nombreuses expériences de corrélations neutron-gamma, de distributions et polarisations gamma, ainsi que de corrélation gamma-gamma. Pour cela nous avons été amenés à utiliser diverses techniques : sélection des groupes de neutrons par temps de vol, coïncidences rapides neutron-gamma à l'aide d'un détecteur Ge-Li, etc... Par ailleurs, la grande complexité des mesures expérimentales nous a obligé à mettre au point de nombreux programmes pour analyser nos résultats sur ordinateur. En particulier, pour les corrélations particule-gamma, nous avons écrit un programme qui permet de déterminer, avec précision, le mélange multipolaire de la radiation, même dans le cas où les populations des sous-états du niveau initial sont inconnues.

L'ensemble de nos mesures (corrélations neutron-gamma, corrélations gamma-gamma, polarisation) nous a permis de déterminer, sans ambiguité, les spins et parités des cinq niveaux excités que nous avons étudiés. Il est à remarquer que, d'une façon générale, un seul type d'expérience est insuffisant.

A partir de nos résultats sur les niveaux 2^+, 3^+, 4^+, 5^+ et 6^+ et ceux relatifs aux niveaux 0^+, 1^+, 7^+ provenant d'autres expériences, on est, en principe, en mesure de calculer tous les éléments de matrice de l'interaction résiduelle dans la couche $f_{7/2}$. Pour notre part, nous nous sommes attachés à comparer nos résultats pour le ^{48}Sc à ceux obtenus pour le ^{42}Sc par d'autres auteurs. De cette comparaison, il ressort que l'ensemble de schémas du ^{42}Sc et du ^{48}Sc est cohérent, bien que les états 2^+ du ^{42}Sc et 7^+ du ^{48}Sc paraissent moins bien situés. Ceci peut provenir de mélange de configurations et, en particulier, d'une excitation du coeur. Cet effet doit cependant être faible, nos résultats ne prévoyant que très peu de transitions du type quadrupolaire électrique. Des études expérimentales faites à partir des réactions de transfert pourraient probablement apporter des informations supplémentaires à ce sujet. Il resterait, par ailleurs, à effectuer une étude analogue à celle que nous avons faite sur les autres noyaux de la configuration $(f_{7/2})^2$: $^{54}_{27}Co_{27}$, $^{42}_{20}Ca_{22}$, $^{50}_{22}V_{28}$ et même sur le noyau ^{42}Sc pour lequel on n'a que des résultats expérimentaux peu précis.

Je prie Monsieur le Professeur S. GORODETZKY, Directeur de l'Institut de Recherches Nucléaires de Strasbourg, de bien vouloir trouver ici l'expression de ma profonde reconnaissance.

Depuis mon entrée au laboratoire, j'ai travaillé sous la direction de Monsieur A. KNIPPER, Maître de Recherches au CNRS. Pour son enseignement, son aide sans réserve, je voudrais lui exprimer ma profonde gratitude.

Je remercie Monsieur E. BOZEK, Physicien polonais, pour son active participation à ce travail, sa collaboration m'a été très précieuse.

Je tiens à remercier particulièrement mon frère, Monsieur P. CHEVALLIER, Professeur à la Faculté des Sciences de l'Université de Strasbourg, d'avoir su me faire profiter de sa compétence en Physique.

Je remercie Monsieur R. ARMBRUSTER, Professeur à la Faculté des Sciences de l'Université de Strasbourg, qui n'a cessé de m'encourager chaleureusement dans mon travail.

Monsieur E. L. COOPERMANN, Physicien américain, a collaboré à ce travail, lors de son séjour au laboratoire. Je l'en remercie vivement.

Monsieur J. FRANÇON m'a apporté son aide amicale pour la compréhension de problèmes théoriques. Je lui en suis reconnaissant.

Je remercie Monsieur N. SCHULZ pour son aide au cours des expériences.

Je tiens à remercier Monsieur A. COCHE, Professeur à la Faculté des Sciences de l'Université de Strasbourg, et Monsieur P. SIFFERT, qui m'ont prété le détecteur Ge-Li. Les conseils de Monsieur P. SIFFERT m'ont été très utiles pour l'utilisation de ce détecteur.

Je remercie Monsieur R. BERTINI pour sa contribution à la réalisation des programmes utilisés pour ce travail.

Je remercie Monsieur J. HOFFMANN qui a réalisé de nombreux circuits électroniques et Monsieur G. HOFFMANN qui m'a aidé à résoudre les problèmes mécaniques.

Je remercie Monsieur J. HEUGEL et ses collaborateurs techniques, en particulier Monsieur J.P. RESCH, pour la bonne marche de l'accélérateur Van de Graaff 3 MeV.

Messieurs J. THOMANN, H. BRENET et N. SCHMITT nous ont aidé lors des calculs à l'ordinateur. Je les en remercie.

Je voudrais aussi remercier le personnel administratif de l'Institut de Recherches Nucléaires et, en particulier Madame F. HUBER, Madame R. KRETZ et Madame M. GANGLOFF pour leur aide dans de nombreuses questions matérielles.

REFERENCES

B60 M. H. BRENNAM and S. A. BERNSTEIN, Phys. Rev. 120 (1960) 927

Be65 M. BERTOLACCINI, S. COVA, C. BUSSOLATI, Nucl. Inst. and Methods 37 (1965) 297

Bl52 J. M. BLATT and L. C. BIEDENHARN, Rev. Mod. Phys. 24 (1952) 258

Bi53 L. C. BIEDENHARN and M. E. ROSE, Rev. Mod. Phys. 25 (1953) 729

Ch65 C. CHASMAN, K. W. JONES and R. A. RISTINERS, Phys. Rev. 140 (1965) B 212

Ch67 G. CHILOSI, R. A. RICCI and G. B. VINGIANI, Phys. Rev. Letters Vol. 20 n° 4 (1968) 159

Cl65 D. CLINE, N. E. GOVE and CUJEC, Bull. Am. Phys. Soc. 10 (1965) 25

Co53 F. COESTER and J. M. JAUCH, Helv. Phys. Acta 26 (1953) 3

Co56 C. F. COLEMAN, Phil. Mag. 1 (1956) 166

De48 M. DEUTSCH and F. METZGER, Phys. Rev. 74 (1948) 1542

De53 A. de SHALIT, Phys. Rev. 91 (1953) 1479

De57 S. DEVONS and L. J. B. GOLDFARB, Handbuch der Physik 42 (1957) 362

De61 A. de SHALIT and J. D. WALECKA, Nucl. Phys. 22 (1961) 184.

De63 A. de SHALIT and I. TALMI, Nuclear Shell Theory (Academic Press Inc. New York 1963)

El58 A. J. ELWYN, H. H. LANDON, S. OLESKA and G. N. GALSOE, Phys. Rev. 112 (1958) 1200

El65 L. M. EL NADI, OMAR E. BADAWY, A. EL-SOUROGY, D. A. E. DARWISH and V. Y. GARTCHAR, Nucl. Phys. 64 (1965) 449

En62 P. M. ENDT and P. B. SMITH, Nucl. Reactions Vol. 2, North Holland Publ. Co., (Amsterdam 1962)

Fa59 V. FANO and G. RACAH, Irreductible Tensorial Sets, Academic Press Inc., (New York 1959)

Fe59 A. T. G. FERGUSON and E. B. PAUL, Nucl. Phys. 12 (1969) 426

Fe65 A. J. FERGUSON, North Holland Publ. Co. (Amsterdam 1965)

Go66 S. GORODETZKY, F. BECK, R. BERTINI, E. BOZEK, J. CHEVALLIER et A. KNIPPER, Jour. de Phys. C1 (1966) 112, Lyon

Go66 F. S. GOULDING, Nucl. Instr. and Methods 43 (1966) 1

Gr66 R. L. GRAHAM, I. K. MAC KENZIC, G. T. EWAN, I. E. E. E. Trans. Nucl. Sci. NS 13 (1966) 297

Gr67 K. GROWTOWSKI and S. WIKTOR, Il Nuovo Cimento Vol. XLVII (1967) 255

Ho58 A. M. HOOGENBOOM, Nucl. Inst. and Methods 3 (1958) 57

Ku67 J. M. KUCHLY, P. SIFFERT, A. COCHE, Helv. Phys. Acta 40 (1967) 339

Li61 A. E. LITHERLAND and A. J. FERGUSON, Canad. Journ. Phys. 39 (1961) 788

Li61 YU. V. LINNIK, Methods of least squares and principles of the theory of observations, Pergamon Press

Ma65 L. MALM et J. L. FOWLER, Rapport A. E. C. L. 2504 (Oct. 1965)

Ma65a L. G. MANN, D. C. CAMP, J. A. MISKEL and R. J. NAGLE, Phys. Rev. 137 (1965) B1

Mc63 J. D. Mc CULLEN, B. F. BAYMAN and Larry ZAMICK, Phys. Rev. 134 (1964) B 515

Mc67 W. R. Mc MURRAY, M. PEISACH, R. PRETORIUS, P. VANDER MERWE and I. J. VAN HEERDEN, Nucl. Phys. A99 (1967) 6 et 17

Ne65 J.W. NELSON, J.D. OBERHOLZER and H.S. PLENDL, Nucl. Phys. 62 (1965) 434

No67 J.A. NOLEN, J.P. SCHIFFER, N. WILLIAMS and D. Von EHRENSTEIN, Phys. Rev. Lett. 18 (1967) 1140

Oh67 H. OHNUMA, J.R. ERSKINE, J.A. NOLEN and N. WILLIAMS, Conférence Internationale sur la structure nucléaire, Tokyo 1967

Pi66 J. PIGNERET, J.J. SAMUELI et A. SARAZIN, I.E.E.E. trans. Nucl. Sci. NS 13 (1966) 3

Pz62 M.A. PRESTON, Physics of the Nucleus, Addison Wesley Publ. Co (Londres 1962)

Pz66 J.G. PRONKO, W.C. OLSEN and J.T. SAMPLE, Nucl. Phys. 83 (1966) 321

Re67 REDI et GRABER, Bull. Am. Phys. Soc. 12 (1967) 474

Ri66 E. RIVET, R.H. PEHL, J. CERNY and B.G. HARVEY, Phys. Rev. 141 (1966) 1021

Ro63 P.C. ROGERS and G.E. GORDON, Phys. Rev. 129 (1963) 2653

Sa64 K. SASAKI, Nucl. Phys. 71 (1965) 95

Sc54 C. SCHWARTZ, Phys. Rev. 94 (1954) 95

Sc67a N. SCHULZ, Ann. Phys. 2 (1967) 81

Sc67 J.J. SCHWARTZ, D. CLINE, H.E. GOVE, R. SHERRY, T.S. BHATIA, Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 1482

Sc67 J.J. SCHWARTZ, Phys. Rev. 18 (1967) 174

Sk66 S.J. SKORKA, J. HERTEL and T.W. RETZ-SCHMIDT, Nuclear Data 2A (1966) 347

St66 M.G. STRAUSS, R.N. LARSEN, L.L. SIFTER, I.E.E.E. trans. Nucl. Sci. NS 13 (1966) 265

Ta58 I. TALMI, Proceedings of the Rehovoth Conf. on Nucl. Structure, North Holland Publ. Co. (Amsterdam 1958)

Ta60 I. TALMI and I. UNNA, Ann. Rev. Nucl. Sci. 10 (1960) 353

Ta62 I. TALMI, Rev. Mod. Phys. 34 (1962) 704

Va58 B. VAN NOOIJEN, Thèse, DELFT (1958)

Va66 B. VAN NOOIJEN, H. VAN KRUGTEN, W. LOURENS and A. M. VAN DER KRAAM, Nucl. Phys. 84 (1966) 580

Wa58 E.K. WARBURTON and H.J. ROSE, Phys. Rev. 109 (1958) 1199

We51 V.F. WEISSKOPF, Phys. Rev. 83 (1951) 1073

Yn64 J. L. YNTEMA and G. R. SATCHLER, Phys. Rev. 134 (1964) B976

Zn66 R.W. ZURMUHLE, C.M. FOU and L.W. SWENSON, Nucl. Phys. 80 (1966) 259

TABLE DES MATIERES

CHAPITRE I.

APPLICATION DU MODELE EN COUCHES AUX NOYAUX LEGERS.

1-1	Introduction	1
1-2	Modèle à particules indépendantes	2
1-3	Interaction résiduelle	6
	- Nature de l'interaction résiduelle	7
	- Séniorité	8
	- Contribution de l'interaction résiduelle à l'énergie	9
1-4	Noyaux impairs-impairs	10
1-5	Détermination de l'interaction résiduelle	13

CHAPITRE II.

RAPPEL DE LA THEORIE DES CORRELATIONS ANGULAIRES.

2-1	Introduction	16
2-2	Notations	17
2-3	Tenseurs statistiques	17
2-4	Tenseurs efficacité et l'expression de la fonction de corrélation	19
2-5	Calcul des tenseurs statistiques des produits d'une réaction	20
	2-5. 1 tenseurs d'une somme de vecteurs	20
	2-5. 2 tenseurs de l'état final après émission	21
	2-5. 3 tenseurs de l'état final après absorption	22
2-6	Tenseur efficacité d'un compteur gamma	24
2-7	Tenseur efficacité d'un polarimètre Compton	26

CHAPITRE III.

APPLICATIONS DES CORRELATIONS ANGULAIRES AUX NOYAUX ALIGNES.

3-1 Distribution angulaire de rayonnements gamma 30

3-2 Corrélation angulaire particules-gamma en observant la particule sortante dans l'axe du faisceau 33

3-2. 1 analyse des corrélations particules-gamma 34

3-2. 2 analyse des corrélations particules-gamma avec plusieurs groupes de neutrons non résolus 36

3-3 Corrélation direction-polarisation 42

3-4 Corrélation angulaire gamma-gamma 46

CHAPITRE IV.

EXPERIENCES.

4-1 Introduction 49

4-2 Corrélations neutrons-gamma par la méthode II de Litherland et Ferguson 52

A. Dispositif expérimental 52

1) Principe de détection de neutrons rapides 52
2) Choix du détecteur de neutrons et son calibrage en énergie 52
3) Appareillage électronique et mise au point du circuit de coïncidences rapides 53
4) Géométrie d'analyse et test 55

B. Corrélations $(n_2-\gamma_1 + n_1-\gamma_1)$ et $(n_2-\gamma_2)$, expérience α 57

1) Introduction 57
2) Sélections d'énergie et choix du temps de vol 58
3) Mesures et dépouillements 59

C. Corrélations $(n_3-\gamma_1+n_2-\gamma_1+n_1-\gamma_1)$, $(n_3-\gamma_2+n_2-\gamma_2)$ et $(n_3-\gamma_3)$, expérience β. 60

D. Corrélations ($n_3-\gamma_3$), ($n_4-\gamma_4$) et ($n_5-\gamma_5$) 62

1) Introduction 62
2) Corrélation ($n_3-\gamma_3$) 62
3) Corrélations ($n_4-\gamma_4$) et ($n_3-\gamma_5$) 63

4-3 Distributions angulaires et polarisations planes des rayonnements gamma 65

1) Introduction 65
2) Distributions angulaires 66
3) Polarisations planes 68

4-4 Corrélations angulaires gamma-gamma 71

CHAPITRE V.

ANALYSE DES RESULTATS.

5-1 Introduction 75

5-2 Limite supérieure des coefficients de mélange par la mesure de la probabilité de transition 75

5-3 Analyse des résultats 79

1) Introduction 79
2) Résultats d'analyse de la corrélations ($n_3-\gamma_3$) et de la polarisation du rayonnement γ_3 80
3) Résultats d'analyse des corrélations ($n_3-\gamma_2+n_2-\gamma_2$), ($n_3-\gamma_1+n_2-\gamma_1+n_1-\gamma_1$), expérience β, et des corrélations ($n_2-\gamma_2$), ($n_2-\gamma_1+n_1-\gamma_1$), expérience α. 81
4) Résultats d'analyse des expériences comprenant les rayonnements γ_4 et γ_5 83

5-4 Discussion des résultats 84

CONCLUSION 91

REFERENCES 95

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

EXCITATION COULOMBIENNE

Strasbourg, le 2 Avril 1968
Le Président du Jury
S. GORODETZKY

Vu et permis d'imprimer
Strasbourg, le 19 Avril 1968

Le Doyen
J. VIVIEN